ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 6 DÉCEMBRE 1937.

PRÉSIDENCE DE M. EMMANUEL LECLAINCHE.

RENOUVELLEMENT ANNUEL
DU BUREAU ET DES COMMISSIONS ADMINISTRATIVES.

M. **Auguste Béhal** est élu Vice-Président pour l'année 1938 par l'unanimité de 56 suffrages exprimés.

MM. **Louis Bouvier** et **Robert Bourgeois**, par la majorité absolue, sont réélus membres des Commissions administratives.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Ministre de l'Education Nationale** adresse ampliation du décret, en date du 27 novembre 1937, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **François Grandjean** pour occuper dans la Section de Minéralogie la place vacante par le décès de M. *H. Douvillé*.

Il est donné lecture de ce décret.

Notice sur M. George-Albert Boulenger, par M. **Charles Pérez**.

George-Albert Boulenger, qui vient de mourir à Saint-Malo le 23 novembre dernier, était né à Bruxelles le 19 octobre 1858. Dès sa jeunesse il manifesta un goût très vif pour l'Histoire naturelle et une véritable passion pour l'observation des mœurs des Batraciens et des Reptiles. Cette vocation se fixa d'une manière définitive, à l'époque de ses études à l'Université de sa ville natale, sous l'influence d'Alphonse Dubois, qui lui ouvrit les collections du Musée de Bruxelles et l'y fit nommer Aide-naturaliste. Boulenger aimait aussi à rappeler ce qu'il devait pour sa forma-

tion à un Français, Fernand Lataste, son aîné de quelques années, chasseur habile de Serpents et de Grenouilles et connaisseur expert de leur systématique et de leurs mœurs.

Comme Boulenger, pour compléter sa documentation, fréquentait le Muséum de Paris et le British Museum, ce dernier établissement ne tarda pas à lui confier la préparation d'un Catalogue descriptif des Batraciens, puis à s'attacher à demeure le jeune spécialiste comme Assistant d'Herpétologie, c'est-à-dire Conservateur en chef du Département des Reptiles, Batraciens et Poissons. Naturalisé Anglais, G.-A. Boulenger occupa ce poste pendant 40 ans et y accomplit une œuvre immense. Sous le titre modeste de *Catalogues des collections du British Museum*, il a publié successivement, de 1882 à 1896, deux volumes sur les Batraciens, trois sur les Lézards, un sur les Tortues et les Crocodiles, trois sur les Serpents; en outre un volume sur les Serpents d'Europe, une monographie des Lacertides, une Faune herpétologique de l'Inde, une Faune de la Péninsule malaise : au total un monument incomparable d'érudition et de sagacité, où les espèces sont décrites après comparaison du plus grand nombre possible d'exemplaires et étudiées d'une manière complète, aux multiples points de vue de leur variation, de leurs mœurs, de leurs conditions de vie, de leur répartition géographique : véritable somme de l'herpétologie moderne et modèle à proposer à toute œuvre de systématique.

La prédilection qu'il gardait depuis sa jeunesse pour les mœurs des Batraciens lui fit rédiger, sur les Anoures d'Europe deux volumes, édités par la Ray Society avec de magnifiques illustrations, et il a écrit en français sur le même sujet un excellent petit livre dans l'*Encyclopédie scientifique*.

La pénétration du Continent noir faisait d'autre part affluer au Musée de Tervueren et au British Museum une profusion de types totalement inconnus; Boulenger fut naturellement amené à consacrer une part importante de son activité aux Poissons africains : quatre volumes pour le Catalogue des Poissons d'eau douce d'Afrique, un volume sur les Poissons du Congo, deux sur les Poissons du Nil, où il fut le premier à décrire la faune ichthyologique du Tanganyika et du lac Victoria.

Ce travailleur infatigable ([1]) trouvait encore des loisirs pour interroger

---

([1]) Une liste détaillée des publications de G. A. Boulenger a paru dans les *Annales de la Société Zoologique et Malacologique de Belgique*, 53, 1921, p. 11-88. Elle ne comprend pas moins de 875 notes et mémoires, sans compter les volumes rappelés ici.

la nature dans un domaine tout différent. Il s'était depuis longtemps passionné pour l'étude des Roses sauvages et quand, en 1920, il prit sa retraite et revint se fixer à Bruxelles, il se fit attacher au Jardin Botanique de l'État Belge pour y continuer ses recherches et publia deux volumes sur les Roses d'Europe et l'Herbier Crépin. Dans ce grand genre si polymorphe il retrouvait le problème philosophique de l'espèce qui avait préoccupé toute sa vie.

Membre de la Société Royale de Londres, G. A. Boulenger était Correspondant de notre Académie pour la Section d'Anatomie et Zoologie depuis le 3 juillet 1916.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Ondes hypersoniques dans les gaz.* Note de M. DIMITRI RIABOUCHINSKY.

Précédemment ([1]), j'ai développé la théorie des mouvements presque uniformes continus, en appliquant respectivement dans les mouvements subsoniques, soniques et hypersoniques des fonctions de variables complexes $x+iy$, $x+ky$, $x+jy$. Il est évident qu'on peut aussi développer la théorie de ces trois formes de mouvements, sans avoir recours à des nombres complexes; dans le cas des mouvements hypersoniques, par exemple, il suffirait de prendre les équations fondamentales, en conservant les notations de mes Notes précédentes, sous la forme

$$2a\,dx_1 = 2a\,d\varphi_1 - (\theta + a\varepsilon)\,d(\varphi_1 + a\psi_1) + (\theta - a\varepsilon)\,d(\varphi_1 - a\psi_1),$$
$$2dy_1 = 2d\psi_1 + (\theta + a\varepsilon)\,d(\varphi_1 + a\psi_1) + (\theta - a\varepsilon)\,d(\varphi_1 - a\psi_1),$$
$$\theta = f_1(\varphi_1 + a\psi_1) + f_2(\varphi_1 - a\psi_1), \qquad a\varepsilon = f_1(\varphi_1 + a\psi_1) - f_2(\varphi_1 - a\psi_1),$$

où f_1, f_2 sont des fonctions arbitraires. Je considère qu'il est cependant préférable de conserver la méthode des variables complexes qui s'est déjà montrée comme très utile. Je la conserverai donc dans l'étude des mouvements hypersoniques comprenant des discontinuités de divers ordres.

Si l'on veut développer cette théorie sans avoir recours au nombre complexe j, on peut prendre, comme facteurs discontinus,

$$\varpi = \frac{\varphi_1 + a\psi_1}{|\varphi_1 + a\psi_1|}, \qquad \overline{\varpi} = \frac{\varphi_1 - a\psi_1}{|\varphi_1 - a\psi_1|},$$

$|\varphi_1 \pm a\psi_1|$ exprimant la valeur absolue de $(\varphi_1 \pm a\psi_1)$.

Le symbole $|\varphi_1 \pm \varkappa a \psi_1|$ n'a aucun sens lorsqu'on y pose $\varkappa = i = \sqrt{-1}$.

([1]) *Comptes rendus*, 202, 1937, p. 889, 1389 et 1887.

Au contraire, il en acquière un lorsqu'on y pose $\varkappa = j = 1$ ou $\varkappa = k = 0$, car $j^2 = 1$, $k^2 = 0$ et l'origine complexe de j et de k peut, dans certains cas [2], ne pas être prise en considération.

Nous conviendrons donc de définir les symboles $|\varphi_1 \pm ja\psi_1|$ et $|\varphi_1 \pm ka\psi_1|$ respectivement comme suit

$$\frac{\varphi_1 \pm ja\psi_1}{|\varphi_1 \pm ja\psi_1|} = \frac{\varphi_1 \pm a\psi_1}{|\varphi_1 \pm a\psi_1|}, \qquad \frac{\varphi_1 \pm ka\psi_1}{|\varphi_1 \pm ka\psi_1|} = \frac{\varphi_1}{|\varphi_1|}.$$

Il résulte immédiatement de cette définition que

$$\frac{|f(\varphi_1 \pm ja\psi_1)|}{f(\varphi_1 \pm ja\psi_1)} = \frac{|f(\varphi_1 \pm a\psi_1)|}{f(\varphi_1 \pm a\psi_1)}, \qquad \frac{|f(\varphi_1 \pm ka\psi_1)|}{f(\varphi_1 \pm ka\psi_1)} = \frac{|f(\varphi_1)|}{f(\varphi_1)}.$$

Nous conservons ainsi la possibilité de ramener toute fonction, continue ou discontinue, $F(\varphi_1 + \varkappa a\psi_1)$, $\varkappa$ étant égal à $\pm j$ ou à $\pm k$, à la forme

$$F_1(\varphi_1, a\psi_1) + \varkappa F_2(\varphi_1, a\psi_1).$$

Il nous reste à donner quelques précisions sur l'opérateur ϖ. On a évidemment $\varpi = \varpi^{-1}$. On a aussi

$$\varpi = \frac{d}{df}|f|, \qquad \frac{d\varpi}{df} = 0$$

pour toutes les valeurs de f, y compris la valeur zéro, si l'on convient de ne considérer comme dérivées en ce point de discontinuité que les dérivées à droite et à gauche en ce point.

Considérons comme application de ces développements le problème d'un jet gazeux avec discontinuités du premier ordre (ondes de choc). On peut définir un pareil mouvement en posant

$$\theta = A\left\{\frac{\sin\frac{w}{2}}{\left|\sin\frac{w}{2}\right|}\cos\frac{w}{2} + \frac{\cos\frac{w}{2}}{\left|\cos\frac{w}{2}\right|}\sin\frac{w}{2} + \frac{\sin\frac{\overline{w}}{2}}{\left|\sin\frac{\overline{w}}{2}\right|}\cos\frac{\overline{w}}{2} + \frac{\cos\frac{\overline{w}}{2}}{\left|\cos\frac{\overline{w}}{2}\right|}\sin\frac{\overline{w}}{2}\right\},$$

$$a\varepsilon = A\left\{\frac{\sin\frac{w}{2}}{\left|\sin\frac{w}{2}\right|}\cos\frac{w}{2} + \frac{\cos\frac{w}{2}}{\left|\cos\frac{w}{2}\right|}\sin\frac{w}{2} - \frac{\sin\frac{\overline{w}}{2}}{\left|\sin\frac{\overline{w}}{2}\right|}\cos\frac{\overline{w}}{2} - \frac{\cos\frac{\overline{w}}{2}}{\left|\cos\frac{\overline{w}}{2}\right|}\sin\frac{\overline{w}}{2}\right\},$$

---

(2) D. Riabouchinsky, *Valeur et origine d'un nombre* (*Atti del Congresso internazionale dei Matematici*, 6, Bologna, 1928, p. 492).

où $w = \varphi_1 + a\psi_1$ et $\overline{w} = \varphi_1 - ja\psi_1$, et l'on obtient, par conséquent, comme solution du problème posé,

$$x_1 = \varphi_1 - \frac{A}{2ja}\left\{\left|\sin\frac{w}{2}\right| - \left|\sin\frac{\overline{w}}{2}\right| - \left|\cos\frac{w}{2}\right| + \left|\cos\frac{\overline{w}}{2}\right|\right\},$$

$$y_1 = \psi_1 + \frac{A}{2}\left\{\left|\sin\frac{w}{2}\right| + \left|\sin\frac{\overline{w}}{2}\right| - \left|\cos\frac{w}{2}\right| + \left|\cos\frac{\overline{w}}{2}\right|\right\}.$$

Pour calculer la pression on a l'équation $p - p_1 = -\rho_1 q_1^2 \varepsilon$. Le jet qu'on obtient ainsi est limité par deux courbes ondulées avec points anguleux. La ligne de symétrie du jet correspond à la valeur $2a\psi_1 = \pi$ et les deux lignes de pression constante, limitant le jet, aux valeurs $\psi_1 = 0$ et $a\psi_1 = \pi$. Les lieux de discontinuité de pression, formant des losanges légèrement curvilignes, sont déterminés par les équations $\varphi_1 \pm a\psi_1 = n\pi$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$. En tout point des lignes limitant le jet, y compris leurs points anguleux, la pression p conserve la valeur p_1. Ces résultats sont en bon accord avec l'expérience et l'expliquent très bien.

On obtient d'une façon analogue les équations de jets comprenant des discontinuités du second ordre et, en général, du $n^{\text{ième}}$ ordre. Nous avons déjà discuté précédemment le cas d'un jet continu. En superposant ces différents mouvements, on peut obtenir des jets très compliqués. Les solutions étant périodiques, on peut les prolonger dans tout le plan et, en communiquant à toute la masse fluide la vitesse $-q_1 = -C_1 \sec\alpha_1$, on obtient un mouvement ondulatoire se propageant avec la vitesse $-q_1$. Cette vitesse peut être interprétée comme *vitesse de groupe* de deux systèmes d'ondes parallèles se propageant avec la célérité C_1 du son formant respectivement des angles α_1 et $-\alpha_1$ avec l'axe de symétrie du mouvement. On peut, par exemple, imaginer un pareil système d'ondes comme étant engendré par un très grand nombre de *projectiles* lancés dans la même direction avec la vitesse $-q_1$.

Les vecteurs $\vec{q}_1$, $\vec{\theta}_1$ et $\vec{C}_1$ tendent à former un trièdre trirectangle, lorsque l'angle α_1 tend vers $\pi/2$.

L'hypothèse assimilant l'éther, propageant des vibrations transversales, à un milieu continu compressible n'est donc pas nécessairement contradictoire.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Nouvelles recherches sur les variations de la fonction de réserve chez le Topinambour autonome et greffé.* Note de M. **Lucien Daniel**.

En 1923 et 1924, j'ai étudié les curieuses variations des fonctions de réserve et d'excrétion chez le Topinambour autonome, et chez le même type greffé ou surgreffé avec le Soleil annuel et autres Composées Radiées. J'avais constaté non seulement des modifications profondes dans la morphologie des appareils, mais aussi dans la nature relative des produits. Ainsi l'inuline contenue dans les tubercules aériens de tiges que j'avais enterrées dans le sol émigrait de certains de ces organes dans d'autres plus vigoureux ou mieux placés; la coexistence de l'inuline et de la chlorophylle pouvait exister dans les couches corticales de l'écorce chez les tubercules aériens violacés; il en était exceptionnellement de même de l'inuline et de l'amidon quand l'endoderme de la tige conservait, très exceptionnellement, son caractère amylifère ([1]). Pendant l'hiver, j'avais noté que les tubercules souterrains du Topinambour subissaient des variations quantitatives importantes dans leur constitution chimique. Il y avait des moments où l'inuline disparaissait pour faire place aux sucres. Même, j'avais remarqué parfois, que, en laissant sécher à l'air des tubercules de Topinambour ceux-ci acquéraient une saveur sucrée nettement perceptible à la dégustation.

J'ai étudié, en 1926, en collaboration avec feu le Dr Caille, professeur de chimie à l'École de Médecine de Rennes, la répartition des sucres dans quatre lots de tubercules souterrains provenant de Topinambours jouant le rôle d'hypobiote chez des greffes et des surgreffes effectuées avec des espèces annuelles ou vivaces. Le premier lot était formé par une surgreffe de Topinambour avec Soleil annuel comme mésobiote; le second, d'une surgreffe de Topinambour avec un mésobiote *Helianthus orgyalis* portant pour hyperbiote l'*Helianthus multiflorus*. Ces deux premiers lots étaient composés de tubercules frais. Le troisième lot comprenait les tubercules d'un Topinambour surgreffé avec mésobiote Soleil annuel supportant un hyperbiote Topinambour; enfin le quatrième lot était formé par les tubercules d'un Topinambour sur lequel était greffé l'*Ambrosia trifida*.

([1]) *Comptes rendus*, **177**, 1923, p. 1135; **178**, 1924, p. 716.

Les tubercules de ces deux derniers lots avaient été laissés se dessécher à l'air libre et sec pendant plusieurs jours. Ces quatre lots de tubercules, récoltés en janvier, ne contenaient pas d'inuline à ce moment, tandis qu'ils en possédaient une forte quantité au début de novembre précédent.

L'analyse donna les résultats suivants :

	Sucres réducteurs.	Saccharose.
Premier lot	56 %	4,1 %
Deuxième lot	58	3,3
Troisième lot	58	4,5
Quatrième lot	75	5,43

Dans les tubercules desséchés pendant quelques jours, l'augmentation du saccharose était notable. De là leur goût plus sucré.

L'étude anatomique des tiges et des tubercules aériens ou souterrains des descendants de *l'Helianthus Dangeardi* à la huitième et à la neuvième génération a été faite microchimiquement en collaboration avec M. Marcel Cormier. Des faits analogues aux précédents ont été observés relativement à la coexistence de l'inuline et de la chlorophylle dans les couches corticales des tubercules aériens violacés; il en a été de même pour la présence simultanée de l'inuline et de l'amidon dans les cas *exceptionnels* où l'endoderme de la tige est resté amylifère. Ce fait existe *quelquefois*, soit à la base de l'involucre dans le pédoncule florifère, soit dans la jeune pousse des tubercules souterrains, tantôt à sa base, tantôt à son sommet, quand l'organe passe de la vie ralentie à la vie active. Il s'agit bien d'amidon, ainsi qu'il a été facile de le contrôler par les moyens classiques.

Les modifications produites dans la morphologie et le contenu des canaux sécréteurs du Topinambour, par le greffage se retrouvent à des degrés divers chez les descendants de *l'Helianthus Dangeardi*, mais avec des variantes individuelles. Il s'agit évidemment là d'hérédité acquise. La quantité relative des déchets, très variable, est en rapport avec l'activité vitale et la prospérité de chaque individu.

Comme je ne disposais cette année que d'un terrain restreint, j'ai dû planter mes tubercules de Topinambour à des distances plus rapprochées qu'à l'ordinaire. Pour les empêcher d'empiéter les uns sur les autres, j'ai lié avec du raphia les tiges et les branches feuillées des pieds les plus vigoureux. Ceux qui m'ont fourni des tubercules aériens en ont donné un plus grand nombre dans les parties formant fouillis. Même certaines branches se sont transformées à leur sommet en une masse compacte, en forme de

casse-tête violet, formée par des tubercules aériens qui ont pris la place de l'inflorescence.

Enfin, un autre phénomène très curieux s'est produit, cette année, chez divers exemplaires *d'Helianthus tuberannuus crispus* cultivés en plein soleil au Jardin des Plantes de Rennes. Au cours des chaleurs de l'été 1937, qui fut tout particulièrement sec et chaud, des arrosages intermittents et abondants furent donnés à ces plantes qui poussèrent avec une vigueur remarquable; elles produisirent des monstruosités diverses et de curieux tubercules aériens terminés par des capitules fleuris (²). Les arrosages déterminèrent des à-coups de végétation accompagnés de brusques augmentations de turgescence avec production de brisures plus ou moins profondes de l'écorce. Par les fentes, la chaleur pénétra dans les canaux sécréteurs, provoqua le dédoublement de l'oléorésine, et mit la résine en liberté sous forme liquide. Celle-ci sortit au dehors, s'étala sur l'épiderme et les plaies sous forme d'une couche mince qui se solidifia en devenant un emplâtre isolant et cicatrisant à la fois. Ainsi un produit d'excrétion qui aurait dû ne jamais sortir des canaux sécréteurs où il s'était déposé, put exceptionnellement s'épancher au dehors à la façon de la résine des Pins lors des grandes chaleurs, ce qui ne s'est jamais vu jusqu'ici, à ma connaissance, chez le Topinambour.

M. G. Urbain fait hommage à l'Académie d'un fascicule des *Classiques de la découverte scientifique*, le *Traité élémentaire de Chimie* de Lavoisier. *Avant-propos* de M. Henry Le Chatelier.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire de Médecine vacante au Collège de France, pour la première ligne M. *René Leriche* obtient 43 suffrages contre 1 à M. *Georges Bourguignon;* il y a 2 bulletins blancs.

(²) Lucien Daniel, *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 588.

Pour la seconde ligne, M. *Georges Bourguignon* obtient 43 suffrages; il y a 1 bulletin blanc.

En conséquence la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale comprendra :

En première ligne.......... M. **René Leriche**.
En seconde ligne........... M. **Georges Bourguignon**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Métallographie et Traitement thermique du fer et de l'acier, par M. Albert Sauveur, professeur émérite à l'Université Harvard, traduit par MM. H. Aubert et P. Damiron, *Préface* de M. Albert Portevin (présenté par M. Léon Guillet).

M. **Henri Mineur** prie l'Académie de vouloir bien le compter au nombre des candidats à l'un des deux postes d'Astronome titulaire vacants à l'Observatoire de Paris.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Cellules d'univalence des polynomes*. Note de M. **Lucien Hibbert**, présentée par M. Paul Montel.

1. Les courbes d'égal module R du polynome

$$P(z) = A_0 z^n + A_1 z^{n-1} + \ldots + A_n = Re^{iV}$$

présentent les particularités suivantes :

1° Au voisinage d'un zéro a de $P(z)$, les courbes R ont, à des infiniment petits d'ordre supérieur près, l'aspect d'une famille de cercles concentriques ayant ce zéro comme centre.

2° Au voisinage du point à l'infini, la famille R présente, dans les mêmes conditions, l'aspect de circonférences concentriques dont le rayon grandit indéfiniment et dont le centre coïncide avec le centre de gravité des zéros.

3° Au voisinage d'un zéro a' d'ordre de multiplicité $(q-1)$ de $P'(z)$,

chaque courbe R se répartit en $2q$ branches distinctes situées dans les $2q$ angles formés par les demi-tangentes en a' aux q branches de la courbe d'égal module passant par ce point. Ces demi-tangentes forment une étoile régulière et le point a' est un col d'ordre q.

L'étude globale des courbes R montre que, si s désigne le nombre des zéros distincts de $P(z)$, R croissant à partir de o, il se forme autour des s zéros, s branches distinctes qui se raccordent ensuite aux points a' pour devenir, lorsque R est suffisamment grand, une branche fermée unique tendant vers l'infini avec R.

2. L'étude des courbes d'égal argument V du polynome $P(z)$ présente les particularités suivantes :

1° Au voisinage d'un zéro a d'ordre q de $P(z)$, il y a q branches de $V(0 \leqq V \leqq 2\pi)$ qui passent au point a. Les demi-tangentes à ces q branches forment une étoile régulière. Les q demi-tangentes à $V = 0$ forment q angles égaux à $2\pi/q$, qui sont balayés par la courbe V, lorsque V croît de o à 2π. Le point a est un nœud; et les courbes V forment autour de a, q pinceaux que nous appellerons des *pinceaux montants*.

2° Au voisinage du point à l'infini, il y a n pinceaux, que nous appellerons des *pinceaux descendants*. Le point à l'infini est un nœud. Quand V croît de o à 2π, les branches de V tournent autour du point à l'infini dans le sens négatif et autour de a, dans le sens positif.

3° Au voisinage d'un point a', la famille V se comporte comme la famille R; le point a', d'ordre de multiplicité $(q-1)$, est un col d'ordre q de la famille V. Dans le voisinage de a', on distingue $2q$ demi-branches formant une étoile régulière.

En suivant le point représentatif de R sur chacune de ces branches, on obtient *q branches d'accès et q branches d'éloignement;* chaque branche d'accès est encadrée par deux branches d'éloignement, et réciproquement. Le point de module R situé sur V, d'abord sur une branche d'accès, passe, lorsque R atteint la valeur $|P(a)|$, sur une branche d'éloignement.

J'introduis ainsi la notion de *cassure* en a'. Grâce à cette notion, on vérifie que la courbe V a toujours n branches distinctes sur chacune desquelles le point de module R part d'un zéro de $P(z)$ pour aller à l'infini.

Dans l'étude globale des courbes V, je démontre les résultats suivants :

Théorème. — *Il ne peut exister de courbe fermée formée d'arcs appartenant à une ou plusieurs courbes* V. *Tout arc de courbe* V *qui joint deux zéros de* $P(z)$ *passe par un zéro de* $P'(z)$.

On en déduit que les n branches de V tournent dans le sens positif autour

des zéros de $P(z)$; dans le sens négatif autour du point à l'infini, et balaient le plan tout entier.

3. Les courbes d'égal argument permettent de partager le plan en un nombre fini de cellules univalentes au sens de M. F. Marty [1] : les *cellules montantes* balayées par les pinceaux montants et les *cellules descendantes* balayées par les pinceaux descendants.

Pour effectuer le pavage du plan en cellules montantes, je construis d'abord les q cellules qui partent d'un zéro a d'ordre q, les deux branches d'éloignement de chaque branche d'accès qui se casse en un point a' rencontré, forment une *zone d'enclave*. On rencontre ainsi un nombre fini de zones d'enclave, et je démontre le théorème suivant :

Théorème. — *Dans chaque zone d'enclave, il existe au moins une cellule montante.*

Au bout d'un nombre fini d'opérations, le plan complexe est entièrement pavé. Quant aux cellules descendantes, les n cellules partant du point à l'infini recouvrent entièrement le plan complexe.

MÉCANIQUE. — *Détermination d'un réseau de valeurs de l'intensité g de la pesanteur centré sur une station donnée.* Note de M. **Amédée Guillet**, présentée par M. Aimé Cotton.

On peut suivre aujourd'hui les variations de l'intensité g de la pesanteur au moyen d'un petit oscillateur rappelant celui imaginé en 1823 par l'horloger W. Hardy [1], et qui se composait d'un fil d'acier mince et court, fixé par son extrémité inférieure, le long duquel pouvait glisser une petite masse. Opérant par résonance, Kater fit servir cet oscillateur *noddy* à l'étude du degré de stabilité des supports de pendule; mais ce n'est que récemment, grâce aux perfectionnements qu'il a reçus de Lejay et Holweck, et à l'habileté de ces physiciens, que l'appareil de Hardy est devenu un précieux gravimètre [2].

---

[1] F. Marty, *Thèse*, Chap. II, p. 41; *Ann. de Toulouse*, 3e série, 23, 1931, p. 183-261; Paul Montel, *Leçons sur les fonctions univalentes ou multivalentes*, Chap. I, p. 10, Paris, 1933.

[1] *Annalen d. Phys. und. Chemie*, 1re série, 75, 1823, p. 389; Ph. Fürtwangler et A. Guillet, *Encycl. des Sc. math.*, IV, 9, p. 44, Paris.

[2] P. Lejay, *Journal de Ph.*, 7e série, 1, 1930, p. 1095; Holweck et P. Lejay, *Journal des Observateurs*, 17, nos 8-9, 1934, p. 109.

L'équation du mouvement du système sollicité par les moments dus à la flexion de la lame et au poids de la masse, à savoir

$$\mathfrak{I}\frac{d^2\theta}{dt^2}+C(\theta-\theta_0)-mhg\sin(\theta-\theta_0)=0,$$

s'adapterait plus parfaitement sans doute au cas où la lame serait remplacée par un fil convenablement tendu (ou par une étroite bande $\theta_0=0$) agissant par torsion : la constante $C=\pi/32\ \mu.\ d^4/l$ semble en effet mieux définie que celle $E/4\ ab^3/l$ qui correspond à la flexion de la lame. On substituerait ainsi le module de rigidité μ au module d'Young E.

Mais peut-être pourrait-on suivre aussi les variations de l'intensité de la pesanteur par une méthode, dont je n'ai pu trouver mention, permettant de substituer au relevé des variations Δl de la longueur $l=g/\pi^2$ du pendule unité, celui d'une longueur beaucoup plus grande, visible et fixée sur le pendule, obtenue par effet différentiel ([3]). Il faut pour cela construire au préalable un pendule dont la masse soit composée de deux corps pouvant être écartés l'un de l'autre, en sens opposés, à partir de leur position initiale.

Soit donc un pendule simple de longueur x_0, dont la masse m est formée de deux parties m_1, m_2. Déplaçant respectivement ces masses de u_1, u_2, de manière que leur centre de gravité reste fixe, ce qui exige que la condition

$$m_1u_1=m_2u_2 \tag{1}$$

soit constamment satisfaite, on obtient un nouveau pendule simple de longueur x_0+y, d'où l'allongement

$$y=\frac{m_1}{m}\frac{u_1^2}{x_0}+\frac{m_2}{m}\frac{u_2^2}{x_0}. \tag{2}$$

Les pendules x_0 et x_0+y sont les pendules unités pour les stations où la pesanteur a respectivement pour intensités g_0, g_1. On a

$$\frac{g_0}{\pi^2}=x_0,\qquad \frac{g_1}{\pi^2}=x_0+y,$$

d'où

$$mx_0^2\frac{g_1-g_0}{g_0}=m_1u_1^2+m_2u_2^2.$$

Des équations (1) et (2) on tire

$$u_1+u_2=\sqrt{x_0y}\left(\sqrt{\frac{m_1}{m_2}}+\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\right)=x_0\sqrt{\frac{g_1-g_0}{g_0}}\left(\sqrt{\frac{m_1}{m_2}}+\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\right).$$

([3]) A. Guillet, *Comptes rendus*, **170**, 1920, p. 1310.

Posant $\xi = \sqrt{m_1/m_2}$, il vient

$$U = u_1 + u_2 = x_0 \sqrt{\frac{g_1 - g_0}{g_0}} \left(\xi + \frac{1}{\xi}\right).$$

On imposera à la parenthèse la valeur n, en prenant pour ξ une racine de l'équation

$$\xi^2 - n\xi + 1 = 0.$$

Pour $m_1 = m_2 = m/2$ point le plus bas et sommet de l'hyperbole $n = \xi + 1/\xi$, minimum de la parenthèse, on a

$$U = 2x_0 \sqrt{\frac{g_1 - g_0}{g_0}},$$

soit, pour une variation de g égale à $(1/j)^{\text{ième}}$ de g_0,

$$U = 2x_0 \frac{1}{\sqrt{j}}.$$

Pour Paris et un déplacement correspondant à $1/100\,000^e$ de g_0, l'écart minimum U serait donc de l'ordre de 6^{mm}.

1° Calculons Δl et U pour un pendule comportant un tube d'aluminium de rayons respectifs $R' = 2^{mm}$, $R = 1^{mm}$, de longueur $H = 108^{cm}$, $\rho = 2,6$;

2° Deux cylindres de laiton identiques entre eux, enfilés sur le tube par leur milieu et orientés parallèlement à l'axe de suspension, ayant pour rayon $r = 1^{cm},5$, pour longueur $h = 6^{cm}$ et faits d'une matière de densité 8. Les cylindres, d'abord tangents à la distance $d'_0 = 100^{cm}$ de la suspension, sont déplacés ensuite en sens opposés de $u = 1^{cm}$. On trouve $\Delta l = 0,038\,c$.

Ainsi en écartant les deux cylindres choisis, comme il a été dit, de 1^{cm}, le pendule simple synchrone se trouve allongé d'environ $4/10^e$ de millimètre seulement, alors qu'en suivant les variations de l sur $2u$ on réalise ici une amplification dépassant 50.

Il semble donc possible aujourd'hui de comparer simultanément les valeurs de g en n stations convenablement distribuées à la surface de la Terre, en réglant les écarts U à partir de la station origine pour que tous ces pendules battent la seconde, tm.

MÉCANIQUE DES FLUIDES EXPÉRIMENTALE. — *Étude expérimentale de mouvements à deux dimensions, au moyen du tunnel hydrodynamique Toussaint-Carafoli: influence de la viscosité.* Note [1] de M. **Alexandre Favre**, présentée par M. Henri Villat.

Après avoir déterminé [2] l'approximation avec laquelle nous obtenons des spectres expérimentaux de mouvements bidimensionnels stationnaires, ainsi que les conditions optima pour les expériences, nous nous sommes proposé d'étudier les mouvements à deux dimensions au moyen de ces spectres. Nous avons cherché à déterminer, particulièrement dans le cas d'une aile d'avion, les caractéristiques du mouvement et à en déduire l'ordre de grandeur des principaux éléments utilisés dans l'établissement des équations de l'hydrodynamique, ainsi que l'ordre de grandeur des termes relatifs à la viscosité par rapport aux termes d'inertie dans les équations de Navier-Stokes.

L'observation des spectres donne directement [3], grâce au réseau de lignes isochrones et de lignes de courant : les déformations [4] et les termes dépendant de la vitesse et de ses dérivées premières, permettant ainsi de vérifier et éventuellement d'étendre les résultats de mesures.

Les mesures effectuées nous ont permis de déterminer la répartition : des vitesses, des dérivées premières des vitesses, donc des vitesses de déformation de dilatations et de glissement, des efforts de viscosité, du tourbillon, de la fonction de dissipation de l'énergie et des accélérations,

---

(1) Séance du 29 novembre 1937.

(2) Voir *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 714 et 956.

(3) Les dérivées premières de la vitesse et les termes qui en dépendent sont lisibles sur les spectres d'après les vitesses de dilatation et de rotation d'éléments linéaires parallèles aux axes de coordonnées.

(4) La théorie cinématique montre que, dans le mouvement élémentaire, un petit contour circulaire acquiert la forme d'une ellipse; nous avons déterminé l'évolution de contours circulaires de différents diamètres et constaté qu'ils prennent la forme elliptique même pour des intervalles de temps et des diamètres initiaux correspondant à des grandeurs *finies* très visibles sur le spectre; à savoir pour des diamètres d et des déplacements s d'autant plus grands que la distance au bord d'attaque est plus grande et de l'ordre de $d/L \sim 1/10$ et $s/L \sim 5/10$ à $L/4$ au-dessus et au-dessous de l'aile, $d/L \sim 1/50$ et $s/L \sim 1/10$ à $L/10$ du bord d'attaque; enfin, on voit des contours à l'origine quasi circulaires dessinés par les lignes d'émission périodiques ($d/L \sim 5/1000$) qui affectent au voisinage de l'aile des formes elliptiques.

ainsi que des dérivées secondes des vitesses, donc des termes relatifs à la viscosité dans les équations des fluides réels. Nous avons ainsi étudié le spectre d'une aile Joukowski 430 à l'incidence de sustentation nulle, pour la partie antérieure jusqu'au droit du bord d'attaque, à un nombre de Reynolds $R \sim 250000$. Cette étude comporte un grand nombre de mesures; les surfaces obtenues qui déterminent la répartition des termes précités présentent, même pour les dérivées premières et secondes, une régularité très satisfaisante. La précision obtenue pour la mesure des longueurs d'onde est de l'ordre de 1/100e, mais ces longueurs d'onde subissent des variations instantanées de l'ordre de 3 pour 100; le tracé des surfaces effectué d'après l'ensemble des mesures permet d'obtenir le champ stationnaire des vitesses en éliminant pratiquement ces fluctuations. Pour vérifier les mesures des dérivées de la vitesse, nous avons utilisé l'observation directe du spectre et l'équation de continuité; la comparaison des surfaces $\partial u/\partial x$ avec $-\partial v/\partial y$ d'une part, et $\partial^2 u/\partial x\,\partial y$ avec $-\partial^2 v/\partial^2 y$ d'autre part, révèle une coïncidence satisfaisante et montre que l'approximation obtenue est bonne en ce qui concerne les dérivées premières [5], et permet d'évaluer l'ordre de grandeur des dérivées secondes et des termes qui en dépendent.

La détermination du rotationnel décèle des répartitions tourbillonnaires faibles au voisinage du bord d'attaque (jusqu'à une distance de $\sim L/100$) et montre que le mouvement dans la zone explorée est par ailleurs pratiquement irrotationnel [6].

Les valeurs de la fonction de dissipation de l'énergie sont notables au voisinage immédiat du bord d'attaque et négligeables par ailleurs [6], elles correspondent pour la zone explorée à une perte d'énergie de l'ordre du 1/100e de celle qui est due au C_x mín. de l'aile.

Le mesure des dérivées secondes de la vitesse détermine l'ordre de grandeur des termes relatifs à la viscosité par rapport aux termes d'inertie dans les équations de Navier; dans le cas de nos expériences ces rapports apparaissent négligeables devant l'unité pour l'écoulement considéré [6], ils sont de l'ordre de 1/10000e à 1/1000e en général et n'atteignent l'ordre de grandeur de 1/100e qu'au voisinage du bord d'attaque.

---

(5) Seule la comparaison des surfaces rend un compte exact de la précision obtenue; l'erreur relative, très variable en fonction de la distance l à l'aile, peut néanmoins être évaluée entre 1/20 et 1/2 lorsque $l < L/20$ (corde de l'aile $L = 450^{mm}$).

(6) En dehors de la couche limite et du sillage.

L'observation de l'ensemble des spectres de l'aile à incidence nulle et à incidence sustentatrice ne décèle pas pour les éléments considérés (notamment pour le tourbillon) des ordres de grandeurs très différents de ceux qui correspondent à la zone explorée quantitativement, il paraît donc admissible d'étendre à ces spectres les résultats obtenus.

A la précision des mesures et des expériences près, qui permet d'obtenir les ordres de grandeur avec une approximation qui paraît suffisante, et dans les conditions de nos expériences ($R \sim 250000$), il apparaît donc légitime de *négliger la viscosité* et d'appliquer les équations des fluides parfaits, en dehors de la couche limite et du sillage, dans le cas de l'écoulement stationnaire bidimensionnel considéré; en effet, le tourbillon, l'énergie dissipée par le travail des forces de viscosité, et les termes relatifs à la viscosité dans les équations des fluides réels, sont faibles au voisinage immédiat de la partie antérieure de l'obstacle et très faibles par ailleurs dans tout l'écoulement (7).

HYDRODYNAMIQUE. — *Un théorème sur le mouvement des fluides dépourvus d'accélération.* Note de M. **Émile Merlin**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Considérons un fluide parfait qui se meut de façon que chacune de ses particules conserve sa densité au cours du mouvement et soit animée d'une vitesse constante en grandeur, direction et sens. La distribution de la densité initiale pourra être arbitraire, tandis que la force, dont le seul effet sera d'assurer la pression, devra être choisie convenablement. Ce choix sera d'ailleurs toujours possible. La seule condition d'existence d'un pareil mouvement sera de satisfaire à l'équation de continuité. Ecartant les cas banaux, où l'indicatrice des vitesses des diverses particules est un point ou une ligne, l'équation de continuité nous imposera d'admettre que cette indicatrice est une surface I et que, à chaque instant, les lieux des particules qui sont animées d'une même vitesse, lieux qui se meuvent donc comme s'ils étaient rigides, forment une congruence G.

---

(7) Les résultats que nous avons obtenus avec l'aile à paroi d'extrados mobile (*Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 634), qui élimine l'influence de la viscosité dans la couche limite et le sillage, et les supprime, sont bien accord avec les résultats théoriques relatifs à l'écoulement d'un fluide parfait.

Satisfaire à la condition nécessaire et suffisante d'un mouvement de l'espèce considérée revient à déterminer une surface I et une congruence G de lignes planes l, telles que l'on puisse établir entre les points de I et les lignes l de G, une correspondance jouissant des propriétés suivantes : 1° la ligne l se trouve dans un plan parallèle au plan tangent à I au point M qui correspond à l; 2° ayant tracé sur I deux familles simplement infinies de lignes $\lambda = C_1$, $\mu = C_2$, auxquelles correspondent deux familles de surfaces de la congruence G, et considérant les demi-normales aux surfaces $\lambda = C_1$, $\mu = C_2$, dans le sens des C_1 et C_2 croissant, à des éléments infinitésimaux égaux de ces demi-normales correspondent des arcs infinitésimaux sur I, qui se projettent sur les demi-normales qui les définissent, suivant des éléments égaux et de signes opposés.

Traçons sur I un système de coordonnées orthogonales, les lignes de l'une des familles ayant pour paramètre λ, celles de l'autre pour paramètre μ. Attachons au point M de I, un trièdre rectangulaire mobile, dont l'axe Mx soit la demi-tangente positive à la ligne coordonnée qui passe par M, le long de laquelle λ varie seul en croissant, et dont l'axe My soit la demi-tangente positive à la ligne coordonnée qui passe par M, le long de laquelle μ varie seul en croissant. Les translations et rotations du trièdre seront A, o, o, p_1, q_1, r_1; o, C, o, p_2, q_2, r_2. Rapportée à ce trièdre, la ligne l aura pour équations, ν étant un nouveau paramètre variable,

$$x = \psi_1(\lambda, \mu, \nu), \qquad y = \psi_2(\lambda, \mu, \nu), \qquad z = \psi(\lambda, \mu).$$

La condition du mouvement revient à satisfaire à l'unique équation

$$A p_2 \psi_2^2 + (C p_1 - A q_2)\psi_2\psi_1 - C q_1 \psi_1^2 + 2A\frac{\partial\psi}{\partial\mu}\psi_2 + 2C\frac{\partial\psi}{\partial\lambda}\psi_1 = \Omega,$$

Ω étant une fonction de λ et de μ.

Dans le cas où l'indicatrice est une surface non développable, on obtiendra un fluide dépourvu d'accélération de la manière suivante. On considérera deux surfaces I et Σ entre lesquelles on établira une correspondance par plans tangents parallèles. A tout point M de I correspondra ainsi un point M′ de Σ. Dans le plan tangent à Σ en M′, on tracera une conique C quelconque admettant pour asymptotes les parallèles menées par M′ aux directions asymptotiques de I en M. Les coniques C, qui formeront la congruence G, seront les lignes rigides du fluide. Les particules qui se trouvent sur la conique C, définie dans le plan tangent à Σ en M′, devront être animées d'une vitesse égale au segment ayant pour origine un point fixe O,

le même pour toutes les coniques, et pour extrémité le point M de I qui correspond à M'.

Supposons que partout C se réduise à ses asymptotes, l'indicatrice I étant à courbures opposées; les fils rigides seront des droites, et nous aurons deux solutions distinctes, suivant que nous considérons les droites parallèles aux tangentes asymptotiques de la première ou de la seconde famille.

Désirons-nous que les fils rigides soient partout des circonférences, I devra être une sphère. Si nous voulons que les fils rigides soient des hyperboles équilatères, I devra être une surface minima. Si les axes des coniques rigides sont fonctions l'un de l'autre, I devra être une surface de Weingarten.

Dans l'hypothèse où I est une surface développable, on lui adjoindra toujours une surface Σ quelconque. A tout point M de I, on fait correspondre le point M' de Σ situé sur la normale en M à I. Considérons une génératrice rectiligne g de I. Par g menons le plan ϖ perpendiculaire à I. Appelons g' la caractéristique de ϖ quand g varie; g' coupe MM' en N. Appelons Δ la caractéristique du plan π mené par M' perpendiculairement à MM' et t' la tangente en M' à la courbe d'intersection de Σ et de ϖ. Par le milieu N' du segment MN, menons un plan perpendiculaire à t'. Il coupera le plan tangent à I le long de g, suivant une droite d'. Cela étant, dans π considérons la parabole tangente au plan normal à g en M, ayant pour axe Δ et pour directrice la droite d qui se projette en d', ainsi que celles qui s'en déduisent par une translation parallèle à Δ. A chaque point de I, nous ferons correspondre une de ces paraboles. Ce seront les fils rigides.

Une autre solution s'obtient en faisant correspondre à g un plan σ parallèle au plan tangent à I le long de g. Les droites menées dans σ parallèlement à g sont les fils rigides.

Si I est un plan, on trace le plan tangent à la surface quelconque Σ en M' et son intersection δ avec le plan τ mené par M' parallèlement à I. Les fils rigides sont les droites de τ parallèles à δ, une par plan τ.

Il n'y a pas d'autres solutions que les précédentes.

AVIATION. — *Sur le décollage dans le vol à voile.* Note [1] de MM. G. A. **Mokrzycki** et J. **Wysocki**, présentée par M. Léon Lecornu.

Un planeur décolle suivant la ligne OY; soient φ la pente du terrain, α l'angle entre le sandow et l'axe OY, soient l_0 la longueur du sandow

[1] Séance du 29 novembre 1937.

non tendu et α_0 la valeur correspondante de α. Les équipages B et B′ qui lancent le planeur tendent le sandow jusqu'à la longueur extrême $2l_1$. Les points B et B′ ont pour coordonnées H et h, et le point A : H_0, o. Pour une longueur variable $2l$ du sandow, l'angle entre celui-ci et OY est α. Nous admettons que pendant ce décollage l'angle d'attaque i_d demeure constant; les valeurs des coefficients aérodynamiques correspondantes sont alors c_{xd} et c_{zd}. Soient enfin Q le poids du planeur, S sa surface portante, f le coefficient du frottement au sol et q la résistance due à la vitesse, on a

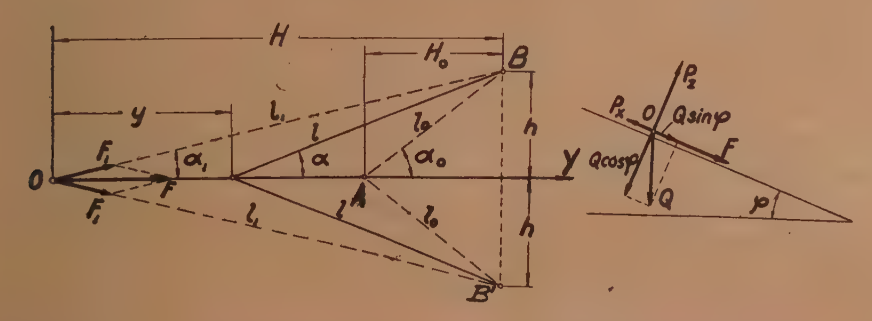
$$q = \frac{\rho v^2}{2}. \tag{1}$$

Nous cherchons la longueur du décollage y_d. L'équation du mouvement peut s'écrire

$$\frac{d^2y}{dt^2} + c_{xd}Sq + f(Q\cos\varphi - c_{zd}Sq) - Q\sin\varphi - F = 0. \tag{2}$$

Pour simplifier le calcul nous admettons approximativement pour le sandow la loi de Hooke. Désignons par s la section du sandow et par

$$\mathcal{E} = \frac{l - l_0}{l_0} = \frac{\sin\alpha_0}{\sin\alpha} - 1. \tag{3}$$



En posant $a_1 = Es$, nous pouvons écrire que pour la longueur l_1 du sandow tendu la tension est

$$F_1 = Es\mathcal{E} = a_1\mathcal{E}. \tag{4}$$

D'après (3) et (4) la projection des tensions sur OY est

$$F = 2F_1\cos\alpha = 2a_1\left(\frac{\sin\alpha_0}{\sin\alpha} - 1\right)\cos\alpha, \tag{5}$$

et comme

$$\sin\alpha_0 = \frac{h}{l_0}; \quad \sin\alpha = \frac{h}{\sqrt{(H-y)^2 + h^2}}; \quad \cos\alpha = \frac{H - y}{\sqrt{(H-y)^2 + h^2}}. \tag{6}$$

(5) peut s'écrire

$$(5a)\qquad F = 2a_1\left[\frac{H-y}{l_0} - \frac{H-y}{\sqrt{(H-y)^2+h^2}}\right].$$

Posons

$$(7)\qquad A = \frac{g\rho S}{Q}(fc_{zd} - c_{xd}).$$

Comme selon (1)

$$dv = \frac{dq}{\rho v} = \frac{dq}{\rho}\,\frac{dt}{dy}, \qquad \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{dv}{dt} = \frac{dq}{\rho\, dy},$$

(2) et (7) donnent

$$(8)\qquad \frac{dq}{dy} - Aq = \frac{g\rho}{Q}\left[\left(\frac{2a_1 H}{l_0} + Q\sin\varphi - fQ\cos\varphi\right) - \frac{2a_1}{l_0}y - \frac{2a_1(H-y)}{\sqrt{(H-y)^2+h^2}}\right].$$

Posons

$$(9)\qquad M = \frac{\rho g}{AQ}\left[\frac{2a_1}{Al_0} - \left(\frac{2a_1 H}{l_0} + Q\sin\varphi - fQ\cos\varphi\right)\right],$$

$$(10)\qquad N = \frac{2a_1 g\rho}{AQl_0}.$$

Le calcul montre qu'en pratique les valeurs de $k = \cos\alpha$ oscillent entre $\cos\alpha_1 = 0{,}985$ et $\cos\alpha_0' = 0{,}948$. L'erreur ne dépasse pas 3 pour 100 si nous admettons une valeur constante moyenne

$$(11)\qquad k = \cos\alpha = \frac{H-y}{\sqrt{(H-y)^2+h^2}} = 0{,}966.$$

On peut même prendre, sans augmenter considérablement l'erreur, $k = 1$, c'est-à-dire que les sandows sont sensiblement dirigés suivant OY. Avec (9), (10) et (11) nous trouvons pour la solution générale de l'équation différentielle (8)

$$(12)\qquad q = Ny - (M + Nk\,1_0)(e^{Ay} - 1).$$

Au moment où le planeur quitte la terre nous avons

$$(13)\qquad Q\cos\varphi = c_{zd}\, S q_d,$$

ce qui permet de calculer q_d, pression correspondant à la vitesse de décollage v_d. On peut alors résoudre (12) graphiquement, et trouver la longueur du décollage y_d. Ou bien nous pouvons développer e^{Ay} et prendre es deux premiers termes :

$$(12a)\qquad q_d = Ny_d - A(M + Nkl_0)\,y_d - \frac{A^2(M + Nkl_0)}{2}\,y_d^2,$$

c'est ce qui permet de trouver $y_d < (H - H_0)$.

Le travail de décollage est

$$L = \int_0^{y_d} F\,dy,$$

à l'aide de $(5a)$, il vient

$$(14) \qquad L = \frac{2a_1}{l_0}\left(H - \frac{y_d}{2}\right)y_d - 2a_1\left[\sqrt{H^2 + h^2} - \sqrt{(H - y_d)^2 + h^2}\right].$$

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur une théorie synthétique de la gravitation et de l'électromagnétisme.* Note de M. **Jean Hély**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Nous avons exposé (1) une théorie synthétique de la gravitation et de l'électromagnétisme complétée par une théorie gravifique de la lumière. Dans ces deux théories figure une certaine expression

$$1 - 2\Phi = 1 - 2\varphi - 6\varphi^2,$$

qui n'a pas été sans susciter quelques observations, car cette quantité :

1° correspond en quelque sorte à l'existence d'un *second terme* de la gravitation;

2° entraîne bien pour le périhélie de Mercure une progression de 43″ par siècle, mais correspond par contre à une valeur du coefficient de la déviation de la lumière des étoiles par la masse du Soleil de 5,28 unités au lieu de 4.

Il nous est apparu que, pour lever toutes ces difficultés, il suffisait de poser

$$1 - 2\Phi = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{6} + 2\varphi\sqrt{3}\right)}{\cos\frac{\pi}{6}}.$$

Cette nouvelle expression, en effet :

1° est une fonction courante d'un simple binome et ne contient pas φ^2 en argument;

2° pour φ très petit, elle devient égale à $1 - 2\varphi - 6\varphi^2$;

3° pour $\varphi = \pi/(6\sqrt{3}) + \varphi'$, avec φ' très petit (cas du photon tel que nous le concevons), elle devient de même égale à $-4\varphi'$ (ce qui correspond à la valeur 4 du coefficient de la déviation de la lumière par le Soleil).

(1) *Journal de l'École Polytechnique*, 3e série, 3, 1937, p. 271.

En outre, on peut démontrer qu'un autre système de valeurs de la rotation de l'orbite de Mercure et de la déviation de la lumière ne permettrait pas en général d'arriver à une représentation aussi simple que celle qui précède.

Le dénominateur $\cos(\pi/6)$ enfin peut être négligé pour l'étude exclusive de la gravitation, le numérateur

$$\cos\left(\frac{\pi}{6}+2\varphi\sqrt{3}\right)=\sin\left(\frac{\pi}{3}-2\varphi\sqrt{3}\right)=\sin\left(\frac{2\pi}{3}+2\varphi\sqrt{3}\right)$$

important seul dans ce cas.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur un système de nombres hypercomplexes dérivé du système des quaternions.* Note de M. **Gérard Petiau**, présentée par M. Louis de Broglie.

Si nous considérons dans un espace euclidien à n dimensions, deux systèmes de nombres hypercomplexes, totalement indépendants, ayant chacun 2^n unités dont $n+1$ sont fondamentales, soient

$$(1)\quad \gamma_0=1,\ \gamma_1,\ \gamma_2,\ \ldots,\ \gamma_n;\qquad \bar\gamma_0=1,\ \bar\gamma_1,\ \bar\gamma_2,\ \ldots,\ \bar\gamma_n\qquad (\gamma_i\bar\gamma_j=\bar\gamma_j\gamma_i,\ i,j=0,1,\ldots,n)$$

les unités dérivées s'exprimant sous la forme $\gamma_{ij\ldots k}=\gamma_a=\gamma_i\gamma_j\ldots\gamma_k$, $\bar\gamma_{ijk}=\gamma_a=\bar\gamma_i\bar\gamma_j-\bar\gamma_k$, nous pouvons construire à partir de ces nombres un système de nombres symétriques A^p_a et un système de nombres antisymétriques B^p_a définis de la façon suivante :

$$(2)\qquad A^p_a=\frac{1}{2}[\gamma_a\bar\gamma_p+\gamma_p\bar\gamma_a],\qquad B^p_a=\frac{1}{2}[\gamma_a\bar\gamma_p-\gamma_p\bar\gamma_a],$$

γ_a, γ_p, $\bar\gamma_a$, $\bar\gamma_p$ étant des unités (fondamentales ou dérivées) des systèmes (1). Nous désignerons par G_a, le nombre symétrique $G_a=A^a_a=\gamma_a\bar\gamma_a$.

Dans ces conditions, on démontre que, quelle que soit l'algèbre des systèmes (1), les nombres A et B satisfont aux règles de composition

$$(3)\qquad \begin{cases} A^p_a A^q_b=\frac{1}{2}[A^{pq}_{ab}+A^{pb}_{aq}], & B^p_a B^q_b=\frac{1}{2}[A^{pq}_{ab}-A^{pb}_{aq}], \\ A^p_a B^q_b=\frac{1}{2}[B^{pq}_{ab}-B^{pb}_{aq}], & B^p_a A^q_b=\frac{1}{2}[B^{pq}_{ab}+B^{pb}_{aq}], \end{cases}$$

et, en particulier,

$$G_a A^p_b=A^{ap}_{ab},\qquad G_a B^p_b=B^{ap}_{ab}.$$

Si nous précisons la nature des systèmes (1), les relations liant les γ

ou les $\overline{\gamma}$ entre eux nous permettront à l'aide des formules (3) d'étudier les systèmes A et B.

Nous prendrons en particulier pour systèmes γ et $\overline{\gamma}$, deux systèmes indépendants semblables, dérivés de celui des quaternions et dont les unités principales γ_1, γ_2, γ_3 du premier sont liées par les relations

$$\gamma_1\gamma_2 = -\gamma_2\gamma_1 = \mathbf{i}\gamma_3, \qquad \gamma_2\gamma_3 = -\gamma_3\gamma_2 = \mathbf{i}\gamma_1, \qquad \gamma_3\gamma_1 = -\gamma_1\gamma_3 = \mathbf{i}\gamma_2, \qquad (\gamma_i)^2 = 1,$$

les unités $\overline{\gamma}_1$, $\overline{\gamma}_2$, $\overline{\gamma}_3$ du second système satisfaisant aux mêmes relations.

En raison de ces relations, il n'existe pour les nombres du système (2) que les formes

$$E_i^0 = E_i = \frac{1}{2}[\gamma_i\overline{\gamma}_0 + \gamma_0\overline{\gamma}_i], \qquad E_i^j = E_j^i = \frac{1}{2}[\gamma_i\overline{\gamma}_j + \gamma_j\overline{\gamma}_i],$$

$$F_i^0 = -F_0^i = F_i = \frac{1}{2}[\gamma_i\overline{\gamma}_0 - \gamma_0\overline{\gamma}_i], \qquad F_i^j = -F_j^i = \frac{1}{2}[\gamma_i\overline{\gamma}_j - \gamma_j\overline{\gamma}_i],$$

ce qui nous donne un système hypercomplexe à seize unités que nous pouvons écrire

$$\begin{matrix} E_1, & E_2, & E_3, & E'_1 = E_2^3, & E'_2 = E_3^1, & E'_3 = E_1^2, \\ F_1, & F_2, & F_3, & F'_1 = F_2^3, & F'_2 = F_3^1, & F'_3 = F_1^2; \end{matrix} \qquad 1, \quad G_1, \quad G_2, \quad G_3.$$

Ces grandeurs E, F, G, en raison des conditions (4), ne sont pas indépendantes.

Nous allons montrer, en utilisant les règles de composition (3), que ces nombres sont liés par un système de relations remarquables.

Posant $ij = \mathbf{i}k$, nous voyons facilement que

$$G_i^2 = 1, \qquad G_iG_j = G_jG_i = -G_k,$$

et que les G sont liés aux E et F par

$$\begin{aligned} G_iE_i &= E_iG_i = E_i; & G_iE_j &= -E_jG_i = \mathbf{i}E_k^i = \mathbf{i}E'_j; \\ G_iE'_i &= E'_iG_i = E'_i; & G_iE'_j &= -E'_jG_i = \mathbf{i}E_j; \\ G_iF_i &= F_iG_i = -F_i; & G_iF_j &= -F_jG_i = \mathbf{i}F'_j; \\ G_iF'_i &= F'_iG_i = -F'_i; & G_iF'_j &= -F'_jG_i = \mathbf{i}F_j. \end{aligned}$$

Étudiant maintenant les systèmes E et F, nous avons

$$(E_i)^2 = (E'_i)^2 = \frac{1}{2}(1 + G_i); \qquad (F_i)^2 = (F'_i)^2 = \frac{1}{2}(1 - G_i),$$

ce qui nous donne

$$(E_i)^2 + (F_i)^2 = (E'_i)^2 + (F'_i)^2 = 1; \qquad (E_i)^2 - (F_i)^2 = (E'_i)^2 - (F'_i)^2 = G_i.$$

$$E_iF_i = F_iE_i = E'_iF'_i = F'_iE'_i = E_iF'_i = E'_iF_i = F_iE'_i = F'_iE_i = 0.$$

$$(E_i)^3 = E_i, \qquad (E'_i)^3 = E'_i, \qquad (F_i)^3 = F_i, \qquad (F_i)^3 = F'_i,$$

et par addition après multiplication par E_j

$$(E_i)^2 E_j + E_j(E_i)^2 = E_j + \frac{1}{2}(G_i E_j + E_j G_i) = E_j.$$

Plus généralement, M_i, M_j étant pris arbitrairement parmi les nombres E_i, E'_i, F_i, F'_i,

$$(M_i)^2 M_j + M_j(M_i)^2 = M_j,$$

et de même par soustraction

$$(E_i)^2 E_j - E_j(E_i)^2 = \mathrm{i}E'_j, \qquad (E'_i)^2 E'_j - E'_j(E'_i)^2 = \mathrm{i}E_j,$$
$$(F_i)^2 F_j - F_j(F_i)^2 = -\mathrm{i}F'_j, \qquad (F'_i)^2 F'_j - F'_j(F'_i)^2 = -\mathrm{i}F_j.$$

Entre produits de trois nombres, nous obtenons également les relations

$$E_i E_j E_k + E_k E_j E_i = 0, \qquad E'_i E'_j E'_k + E'_k E'_j E'_i = 0, \qquad F_i F_j F_k = F'_i F'_j F'_k = 0.$$

Ces nombres nous permettent de définir des formes linéaires intéressantes, en particulier

$$R = E_1 t_1 + E_2 t_2 + E_3 t_3, \qquad T = F_1 t_1 + F_2 t_2 + F_3 t_3, \qquad U = F'_1 t_1 + F'_2 t_2 + F'_3 t_3.$$

On voit facilement, en utilisant les relations précédentes, que ces formes sont liées par les relations

$$R^2 + T^2 = R^2 + U^2 = t_1^2 + t_2^2 + t_3^2, \qquad RT = TR = RU = UR = 0$$

(on a également $U^2 = T^2$, mais $UT \neq 0$).

Posant $R = t_4$, $T = U = 0$, les opérateurs R et T, R et U nous permettent, si nous considérons les t_i comme des opérateurs différentiels $\partial/\partial x_i$ de réaliser deux décompositions des termes d'espace du dalembertien en opérateurs que nous pouvons appeler orthogonaux.

Ces considérations rencontrent une application dans l'étude des représentations de l'électromagnétisme dans le vide.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Passage des grandeurs vectorielles aux spineurs correspondants par la notion de* sous-espaces. *Interprétation des équations de M. Dirac.* Note de M. **Jean Roubaud-Valette**, présentée par M. Louis de Broglie.

Considérons le nombre fondamental

$$N = \mathrm{i}S + \Gamma_1(\mathrm{I}X + \mathrm{J}Y + \mathrm{K}Z) + \Gamma_2\Gamma + \Gamma U$$

où nous distinguons *direction* et *dimensions*; par multiplication pour un nombre de même espèce nous obtenons toutes les grandeurs de l'espace de de Sitter ($S = iR$ et $T = ct$); ce nombre peut être formé à l'aide des unités quaternioniennes I, J, K, $i\Gamma_1$, $i\Gamma_2$, $-\Gamma$ telles que $I^2 = \ldots = (-\Gamma^2) = -1$ et $IJ = K, \ldots, (i\Gamma_1)(i\Gamma_2) = -\Gamma, \ldots$.

Ces unités correspondent à des vecteurs *axiaux*, les produits $\Gamma_1 I, \ldots$ à des vecteurs *polaires*.

Faisons correspondre à ces vecteurs axiaux une aire dans les sous-espaces d'unités $E_1 E_2$ et $e_1 e_2$ respectivement. Posons

$$1 = E_{11} + e_{22}, \quad \Gamma_1 = E_{12} + E_{21}, \quad \Gamma_2 = i(E_{21} - E_{12}), \quad \Gamma = i(E_{22} - E_{11}),$$
$$1 = e_{11} + e_{22}, \quad I = i(e_{12} + e_{21}), \quad J = (e_{21} - e_{12}), \quad K = i(e_{11} - e_{22}),$$
$$e_{ij} e_{rs} = e_{is} \delta_{jr} \quad \text{et} \quad E_{mn} E_{pq} = E_{mq} \delta_{np}.$$

Posons en outre $\urcorner^{mn}_{ij} \equiv E_{mn} l_{ij}$, ce qui donne

$$1 \simeq \urcorner^{11}_{11} + \urcorner^{22}_{11} + \urcorner^{11}_{22} + \urcorner^{22}_{22}, \qquad \Gamma_1 I \simeq i[\urcorner^{12}_{12} + \urcorner^{21}_{12} + \urcorner^{12}_{21} + \urcorner^{21}_{21}],$$
$$\Gamma_1 J \simeq \urcorner^{12}_{21} + \urcorner^{21}_{21} - \urcorner^{12}_{12} - \urcorner^{21}_{12}, \qquad \Gamma_1 K \simeq i[\urcorner^{21}_{11} - \urcorner^{12}_{11} + \urcorner^{21}_{22} - \urcorner^{12}_{22}].$$
$$\Gamma_2 \simeq i[\urcorner^{21}_{11} - \urcorner^{12}_{11} + \urcorner^{21}_{22} - \urcorner^{12}_{22}], \qquad \Gamma \simeq i[\urcorner^{22}_{11} - \urcorner^{11}_{11} + \urcorner^{22}_{22} - \urcorner^{11}_{22}].$$

L'hamiltonien, dans l'espace de de Sitter, est (¹)

$$1 \mu_0 c + \Gamma_1 (I P_1 + J P_2 + K P_3) + \Gamma_2 P_4 + \Gamma P_5.$$

En multipliant à droite par

$$\varphi \equiv \urcorner^{11}_{11} \varphi_1 + \urcorner^{11}_{21} \varphi_2 + \urcorner^{21}_{11} \varphi_3 + \urcorner^{21}_{21} \varphi_4,$$

on obtient les équations de M. Dirac généralisées :

$$[\mu_0 c - iP_5]\varphi_1 + [iP_1 \quad P_2]\varphi_4 + [\quad iP_3 - iP_4]\varphi_3 = 0,$$
$$[\mu_0 c - iP_5]\varphi_2 + [iP_1 + P_2]\varphi_3 + [-iP_3 - iP_4]\varphi_4 = 0,$$
$$[\mu_0 c + iP_5]\varphi_3 + [iP_1 - P_2]\varphi_2 + [\quad iP_3 + iP_4]\varphi_1 = 0,$$
$$[\mu_0 c + iP_5]\varphi_4 + [iP_1 + P_2]\varphi_1 + [-iP_3 + iP_4]\varphi_2 = 0,$$

et, en multipliant par

$$\varphi^* \equiv \urcorner^{11}_{11} \varphi^*_1 + \urcorner^{11}_{12} \varphi^*_2 + \urcorner^{12}_{11} \varphi^*_3 + \urcorner^{12}_{21} \varphi^*_4,$$

on obtient les équations conjuguées.

Nous construirons immédiatement les matrices correspondant aux

---

(¹) J. ROUBAUD-VALETTE, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1921,

nombres hypercomplexes, en écrivant

$$\Psi^{\mathrm{LC}}_{lc} \to \mathrm{L}\overset{\mathrm{C}}{\begin{array}{|c|c|}\hline l^c & l^c \\ \hline l^c & l^c \\ \hline\end{array}}$$

Exemple

$$\mathrm{I} \to \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix},$$

$$\Gamma_1 \mathrm{I} \to \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad \ldots, \quad \Gamma_2 \to \begin{vmatrix} 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad \ldots.$$

Nous pouvons même construire *a priori* les matrices correspondant à toutes les grandeurs de l'hyperespace.

Exemple. — $\mathrm{H}x$ (coefficient 1 I) et hx (coefficient ΓI), puisque

$$1\,\mathrm{I} \simeq [\mathrm{E}_{22} + \mathrm{E}_{11}][i(e_{12} + e_{21})] \quad \text{et} \quad \Gamma\mathrm{I} \simeq [i(\mathrm{E}_{22} - \mathrm{E}_{11})][i(e_{12} + e_{21})],$$

$$\mathrm{H}x \to \begin{vmatrix} 0 & i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad hx \to \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{vmatrix}.$$

En écrivant $\Psi_{ij} = \Phi_i \varphi_j$ nous voyons immédiatement que les Φ_i sont des spineurs « dimensionnels » et les φ_j des spineurs « directionnels » formés par les différents termes du *produit complet* de deux affixes $\rho = \mathrm{E}_1\rho_1 + \mathrm{E}_2\rho_2$ et $\rho' = \mathrm{E}_1\rho'_1 + \mathrm{E}_2\rho'_2$ pour Φ_i et $r = e_1 r_1 + e_2 r_2$ et $r' = e_1 r'_1 + e_2 r'_2$ pour φ_j.

Prenons ψ à 16 composantes, on retrouve quatre fois les mêmes équations de M. Dirac. Pour voir cela, il convient d'écrire N sous la forme

$$\frac{\rho\rho' r r'}{4}[\cos\mu + \Gamma_1 \sin\varepsilon + \Gamma_2(i\sin\mu) + \Gamma(i\cos\varepsilon)]$$
$$\times [\cos\mu' + \mathrm{I}(-i\sin\varepsilon') + \mathrm{J}(-\sin\mu') + \mathrm{K}(-i\cos\varepsilon')];$$

comme on le voit immédiatement à partir des affixes du sous-espace, en écrivant $\rho = \mathrm{E}_1\rho\cos\lambda + \mathrm{E}_2\rho\sin\lambda$, $\rho' = \mathrm{E}_1\rho'\cos\theta + \mathrm{E}_2\rho'\sin\theta$, ... et $\mu = \lambda - \theta$, $\varepsilon = \lambda + \theta$, idem pour μ' et ε' et en exprimant toutes les grandeurs à l'aide

de μ, ε, μ', ε'. De plus, la phase de l'onde Φ, et celle de φ sont

$$\frac{1}{\mu_0 c S}\left[\frac{W}{l}T - |p||L| + p_3 u\right],$$

$$\frac{1}{\mu_0 c S}[|p||L| + p_1 x + p_2 y + p_3 z,$$

exprimées bien entendu en (μ, ε, μ', ε'), les opérateurs devenant $\mu_0 c S(\partial/\partial x_i)$.

Nous voyons apparaître la quantification par la nécessité pour la phase d'être de la forme $-2\pi i \times A$ (A étant un nombre sans dimensions); d'où $1/\mu_0 c S$ est $-2\pi i \times 1/h$, h ayant les dimensions d'une action, ce qui donne $\mu_0 c R i = h/-2\pi i$ ou $h/2\pi = \mu_0 c R$. Les lois du rayonnement et le rayon de l'espace de de Sitter donnent $\mu_0 = 10^{-64}$ gramme; c'est le *quantum de masse*.

CHALEUR. — *Sur le calcul des températures et pressions de combustion en vase clos.* Note de M. **Gustave Ribaud**, présentée par M. Aimé Cotton.

Le calcul des températures et pressions de combustion en vase clos se trouve compliqué par la nécessité de tenir compte de la dissociation des produits de combustion. Dans un tel calcul les auteurs ont appliqué jusqu'ici des méthodes d'approximations successives qui se révèlent extrêmement laborieuses [1]. Nous nous proposons de montrer ici que l'adoption d'un diagramme QT, sous forme généralisée, permet de simplifier très notablement les calculs.

Considérons par exemple la combustion $CO + 0{,}5\,O^2 = CO^2 + 68\,\text{K cal}$, s'effectuant en vase clos, la pression initiale et la température initiale étant respectivement P_0 et T_0. Pour nous permettre d'établir le diagramme QT, portons la molécule CO^2 à une température T quelconque; soit P la pression atteinte et désignons respectivement par x, y, z et u le nombre de molécules CO^2, CO, O^2 et O présentes dans les produits de la dissociation d'une molécule CO^2. Entre les pressions et les températures absolues, on a une première relation :

(1) $$\frac{P}{P_0} = \frac{T}{T_0}\,\frac{\Sigma}{1{,}5},$$

[1] Voir par exemple Aubert, *Combustibles liquides*, p. 142.

Σ désignant la somme $x+y+z+u$ des molécules présentes à la température T. D'autre part les équations d'équilibre entre les produits de la dissociation s'écrivent, compte tenu de l'équation (1),

$$\frac{y^2 z}{x^2} = 1,5 \frac{K_1}{T} \frac{T_0}{P_0} = \lambda_1, \tag{2}$$

$$\frac{u^2}{z} = \frac{1,5 K_2}{T} \frac{T_0}{P_0} = \lambda_2, \tag{3}$$

K_1 et K_2 désignant les constantes d'équilibre relatives aux dissociations de CO^2 et O^2.

On a d'autre part les relations

$$x+y=1, \tag{4}$$

$$2z+u=y, \tag{5}$$

qui traduisent le fait que, dans les produits de la dissociation, figurent 1[at] de carbone et 2[at] d'oxygène.

Les quatre dernières équations fournissent sans difficulté les valeurs de x, y, z et u. Dès lors, on calculera la quantité de chaleur totale Q_T nécessaire pour dissocier partiellement les molécules CO^2 et O^2 et porter les produits de la dissociation de la température T_0 à la température T; cette quantité de chaleur s'écrit

$$Q = 68\,y + 117,4\,\frac{u}{2} + x\,q_{CO^2} + y\,q_{CO} + z\,q_{O^2} + u\,q_{O},$$

q désignant les chaleurs d'échauffement des diverses molécules à volume constant entre T_0 et T. On répète le même calcul pour diverses valeurs de T et l'on trace le diagramme QT. Le calcul de la température de combustion s'obtient dès lors graphiquement en cherchant l'intersection de la courbe QT avec l'ordonnée $Q_0 = 68$ Kcal. Si l'on a par ailleurs repéré sur la courbe QT les valeurs de Σ, on calculera aisément P au moyen de l'équation (1).

Les calculs effectués par la méthode précédente nous ont conduit aux résultats suivants (pression initiale 1[atm], température initiale 0° C., mélanges pris en proportion théorique) :

	$2CO + O^2$.	$CO +$ air.	$2H^2 + O^2$.	$H^2 +$ air.
T (°K.)...........	3355	2705	3435	2710
P (atm.).........	9,6	7,9	9,45	7,9

Les valeurs des pressions ainsi calculées se montrent d'ailleurs en excellent accord avec les mesures expérimentales directes.

Pour le premier des exemples envisagé ci-dessus une pression initiale P_0 de 4^{atm} conduit aux valeurs suivantes pour la température et la pression finales :

$$T = 3620^\circ K., \qquad P = 42^{atm},1.$$

THERMOÉLECTRICITÉ. — *Influence d'un champ magnétique longitudinal sur le pouvoir thermoélectrique du nickel et de divers ferronickels soumis à une traction.* Note de MM. **Georges Simon** et **Jean Bouchard**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nos recherches ont porté sur des fils de nickel et de divers ferronickels soumis à un recuit de 5 heures à 900° suivi d'un refroidissement lent en 12 heures. Nous avons déterminé comment varie, pour des températures de 0 à 450°, la f. é. m. des couples formés par le cuivre et chacun des métaux ferromagnétiques étudiés lorsqu'on soumet les couples 1° à un champ magnétique longitudinal $\mathcal{H}$ constant, compris entre 0 et 800 gauss; 2° à une tension mécanique constante T, comprise entre 0 et 15 kg/mm².

Suivant l'axe d'un solénoïde de 50^{cm} de longueur, on disposait une chaîne rectiligne ABC formée de deux fils de cuivre A et C, reliés par un fil de l'échantillon B étudié, ces 3 fils étant brasés bout à bout en A/B et B/C. La chaîne étant suspendue à l'une de ses extrémités, on appliquait à l'autre extrémité une force constante mesurée par un poids ou un dynamomètre. La soudure A/B était portée à une température t_1 au moyen d'un petit four électrique à enroulement compensateur dont la description sera donnée ailleurs, et la soudure B/C maintenue à une température t_0 par un thermostat tubulaire à circulation d'eau.

Un potentiomètre à deux sections, du type à courant variable et à résistance constante, permettait de déterminer respectivement : 1° la f. é. m. E du couple entre t_1 et t_0, en l'absence de champ inducteur; 2° la différence $\Delta E = E' - E$, E' étant la f. é. m. du couple entre t_1 et t_0 lorsqu'on soumet la chaîne à un champ longitudinal $\mathcal{H}$ et à une traction T. De la f. é. m. E, on déduisait la différence de température $t_1 - t_0$ qui devait être maintenue constante à 1/5 de degré près pendant une mesure; ΔE était connu à 2.10^{-7} volt près.

A condition de disposer la portion ferromagnétique B du couple dans un champ uniforme, on trouve que l'influence du champ sur la f. é. m. est, aux erreurs d'expériences près, indépendante de la longueur l et du diamètre d du fil.

Nous avons tracé, pour chaque échantillon de fil ($l = 26^{cm}$, $d = 1^{mm}$), les courbes représentant 1° ΔE en fonction du champ $\mathcal{H}$ pour diverses températures et différentes tensions T; 2° ΔE en fonction de $t_1 - t_0$ pour différentes valeurs de $\mathcal{H}$ et de T; 3° ΔE en fonction de T, à champ et à température constants. Ces résultats, qui seront exposés en détail dans un mémoire plus complet, ont permis de faire en particulier les constatations suivantes :

1° Le signe et la grandeur de ΔE sont indépendants du sens de l'aimantation;

2° Pour une tension T et une différence de température $t_1 - t_0$ constantes, l'aimantation a généralement pour effet de diminuer la f. é. m. du couple ($\Delta E < 0$). ΔE, qui croît d'abord en valeur absolue lorsque le champ augmente; *a*, tend vers une limite ΔE_{lim} pratiquement constante, dans les conditions des expériences, pour les alliages contenant plus de 55 pour 100 de nickel; *b*, passe par un maximum ΔE_{max} et diminue ensuite en valeur absolue pour les alliages formés de 35 à 55 pour 100 de nickel; *c*, devient positive pour les valeurs élevées de la température de la soudure chaude et du champ dans le cas des ferronickels à 30 ou 40 pour 100 de nickel. Les résultats rapportés dans le tableau suivant, obtenus avec une tension nulle, donnent, pour divers ferronickels mis à notre disposition par les Aciéries d'Imphy, et différentes températures, les valeurs de ΔE_{lim} ou de ΔE_{max}, exprimées en microvolts, et les champs $\mathcal{H}$ correspondants exprimés en gauss.

Alliage teneur en Ni.	Nickel 99,5.		Permax 79.		Fixamper 72.		N 58 58.		Dilver 47.		A. D. R. 39.		Inv 36
$t_1 - t_0$.	ΔE_{lim}.	$\mathcal{H}$.	ΔE_{lim}.	$\mathcal{H}$.	ΔE_{lim}.	$\mathcal{H}$.	ΔE_{lim}.	$\mathcal{H}$.	ΔE_{max}.	$\mathcal{H}$.	ΔE_{max}.	$\mathcal{H}$.	ΔE_{max}
75°	−27,5	220	−13,3	190	−13,6	90	− 7,0	140	− 9,5	180	−1,2	120	−0,3
135	−42,5	240	−21,5	250	−23,2	120	−13,2	150	−15,4	190	−1,9	120	−0,5
190	−55,1	250	−26,8	300	−32,0	140	−18,0	160	−18,8	200	−1,1	110	−0,7
240	−64,8	250	−30,0	320	−38,1	160	−21,8	160	−20,2	200	−0,9	110	−0,8
300	−72,0	250	−33,2	340	−45,4	160	−24,5	160	−19,0	220	−0,7	100	−0,9
360	−72,5	260	−35,8	350	−51,0	160	−26,8	160	−16,9	220	−0,6	100	−1,0
425	−70,5	260	−38,0	350	−55,2	160	−28,3	160	−14,2	240	−0,6	90	−1,2

3° Pour une différence de température donnée, l'accroissement de la tension a pour effet : A, dans le cas du nickel et des alliages contenant plus de 80 pour 100 de ce métal : *a*, d'augmenter $|\Delta E|$ pour les champs inducteurs supérieurs à une certaine limite de 200 gauss environ; *b*, de dimi-

nuer |ΔE| pour les champs faibles; B, dans le cas des alliages contenant moins de 80 pour 100 de nickel, de diminuer |ΔE| pour toutes les valeurs de $\mathcal{H}$. Pour le *permax*, l'influence de la tension sur ΔE est négligeable.

Ces résultats semblent pouvoir être rapprochés de ceux qu'ont obtenus divers auteurs (1) (2), en étudiant la magnétostriction du nickel et de ses alliages sous l'influence combinée d'un champ longitudinal constant et d'une traction. Pour les ferronickels soumis à un champ inducteur modéré un accroissement de la tension augmente la contraction de magnétostriction des alliages riches en nickel, mais diminue l'allongement de magnétostriction des alliages à faible teneur en nickel; la magnétostriction des alliages à 80 pour 100 de nickel est indépendante de la traction. Enfin la magnétostriction du nickel suit une loi (2) qui se trouve être tout à fait analogue à celle que nos expériences ont fournie pour ΔE.

ÉLECTROOPTIQUE. — *Sur le pouvoir séparateur dans les spectres de rayons X.* Note (1) de MM. **V. Dolejšek** et **M. Tayerle**, présentée par M. Maurice de Broglie.

L'expérience a montré qu'au moyen du cristal déformé selon le mode de focalisation *verticale* (2) on peut réellement obtenir un pouvoir séparateur net. Dans ce cas l'expérience a montré que, pour les rayons se *focalisant* à partir d'une série de points du cristal situés verticalement l'un au-dessus de l'autre, il n'est nullement nécessaire, pour une seule longueur d'onde, de tourner le cristal de façon a en faire réfléchir les différentes parties situées horizontalement l'une à côté de l'autre.

En se servant d'un cristal de gypse, nous avons travaillé avec une distance de 150^{cm} entre la fente et la plaque, en amenant le cristal pendant la rotation à la courbure correspondante (3). Avec une largeur de fente de 0^{mm},05, nous avons obtenu les lignes $\mathrm{CuK}\alpha_1\alpha_2$ dans le premier, le second et le troisième ordre, après des poses allant de 3 jusqu'à 20 minutes.

Les résultats montrent qu'il est plus avantageux, pour arriver à un pou-

(1) L. W. Mc Keehan et P. P. Cioffi, *Phys. Rev.*, 28, 1926, p. 146; C. E. Buckley et L. W. Mc Keehan, *Phys. Rev.*, 26, 1925, p. 261.

(2) B. Wwedensky et J. Simanow, *Zeits. f. Phys.*, 38, 1926, p. 202.

(1) Séance du 3 novembre 1937.

(2) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 605.

(3) S. K. Allisson, *Phys. Rev.*, 44, 1933, p. 62.

voir séparateur considérable, d'utiliser un dispositif avec une courbure du cristal telle que les rayons soient réfléchis en donnant un faisceau de rayons parallèles. En ce cas les défauts accidentels du cristal ne se manifestent que dans certaines parties des lignes. La luminosité est un peu moins augmentée par rapport aux méthodes sans focalisation, mais on peut ainsi utiliser des distances beaucoup plus grandes.

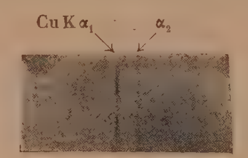
Dans le tableau qui suit, on donne les largeurs w_c des lignes Cu Kα, dans le demi-maximum, corrigées par rapport à la largeur de la fente, et, dans la dernière colonne, le pouvoir séparateur calculé d'après l'équation d'Allisson ([3]).

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 2 \operatorname{tang} \frac{\varphi}{w_c}.$$

$\lambda = 1537\, xu.$	w_c.	$\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$.
Premier ordre...........	11,8″	3700
»	10,7	4000 ($\rho = 2a \sin\varphi$)
Deuxième ordre...........	16,8	5100
»	15,4	5500 ($\rho = 2a \sin\varphi$)
Troisième ordre...........	22,5	5700

Les deuxièmes valeurs données pour les valeurs de w_c et $\lambda/\Delta\lambda$, dans le premier et le second ordre, correspondent aux rayons parallèles et montrent l'avantage de ce dispositif.

Le pouvoir séparateur pour les lignes du cuivre, donné plus haut,



II[e] ordre, gypse, grandeur naturelle. Distance de la fente-plaque 600[cm].

s'approche pratiquement des valeurs obtenues avec les spectrographes construits spécialement pour un grand pouvoir séparateur, et de celles obtenues, avec les spectrographes à cristal double [qui sont, d'après S. K. Allisson ([4]) $\sqrt{2}$ fois plus grandes]. Avec ce spectrographe, L. G. Parratt ([5]) a atteint, dans son second travail, pour les lignes Cu K$\alpha_{1,2}$ la valeur $\lambda/\Delta\lambda = 7100$. Cette valeur a été obtenue au moyen d'un cristal de quartz.

([4]) *Phys. Rev.*, **38**, 1931, p. 203, et **41**, 1932, p. 1.

([5]) *Rev. Sc. Instr.*, **6**, 1935, p. 113.

Le quartz est, d'après les résultats de Bozorth et Haworth ([6]), un cristal des plus parfaits, tandis que le gypse est considéré comme un des moins bons. Dans la méthode donnée ici le cristal de quartz pourrait être utilisé s'il était possible de se servir de distances encore plus grandes entre la fente et la plaque, mais il n'est pas possible de donner au quartz une courbure assez grande, nécessaire pour les dimensions données de notre spectrographe. Nous avons montré que l'utilisation des grandes distances est possible et que la luminosité de la méthode est satisfaisante sur un appareil improvisé avec un cristal de gypse et un parcours des rayons entre la fente et la plaque de 600^{cm}. La largeur de la fente mesurait $0^{mm},082$ et le temps de l'exposition était une heure. Les lignes $CuK\alpha_1$ et $K\alpha_2$ dans le deuxième ordre, obtenues avec cette distance, sont données en grandeur naturelle dans le cliché 1. Le pouvoir séparateur dans ce cas est

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 2 \text{ tang } \frac{\varphi}{\delta\varphi} = 5700.$$

Le pouvoir séparateur obtenu par nous avec le gypse ($d = 7$ Å) correspond d'après les résultats de Dolejšek-Klein ([7]), à la pénétration effective $p = d.m = 2.10^{-3}$ mm (où m est le nombre de plans cristallins). Cette valeur s'accorde avec la valeur de la pénétration d'après la théorie de la réflexion des rayons X sur les réseaux cristallins. La même valeur de la pénétration résulte du pouvoir séparateur pour ces lignes obtenues par Parratt (*loc. cit.*) avec le quartz et ($d = 4$ Å) à l'aide d'un spectrographe à double cristal.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Les aberrations du second ordre des systèmes orthogonaux.* Note de M. **Maurice Cotte**, présentée par M. Louis de Broglie.

Cette Note fait suite à deux autres ([1]) dont nous adoptons les notations.

Le calcul des aberrations du second ordre d'un pinceau monocinétique dans un système orthogonal peut se faire par une méthode de variation des constantes, analogue à la méthode utilisée par Scherzer pour les systèmes centrés ([2]).

([6]) *Phys. Rev.*, 45, 1634, p. 762 et 821.

([7]) *Nature*, 139, 1937, p. 886.

([1]) M. Cotte, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 129 et 974.

([2]) Busch et Brüche, *Beiträge zum Elektronenoptik*, p. 33, Leipzig, 1937.

Représentons à l'approximation de Gauss les trajectoires par

$$(1)\quad \begin{cases} x = x_1\,u(z) + x_2\,v(z), \\ y = y_1\,w(z) + y_2\,t(z), \end{cases}$$

u et w étant nuls pour $z=b$, v et t étant nuls pour $z=a$. A l'approximation suivante, la trajectoire qui perce le plan $z=a$ au point $x_1 u(a)$, $y_1 v(a)$ et le plan $z=b$ au point $x_2 v(b)$, $y_2 v(b)$ sera

$$(2)\quad \begin{cases} x = [x_1 + C_1(z)]\,u(z) + [x_2 + C_2(z)]\,v(z), \\ y = [y_1 + C_3(z)]\,w(z) + [y_2 + C_4(z)]\,t(z) \end{cases}$$

avec

$$(3)\quad \begin{cases} C_1(z) = \alpha_{11}\dfrac{x_1^2}{2} + \alpha_{12}x_1x_2 + \alpha_{22}\dfrac{x_2^2}{2} + \alpha_{33}\dfrac{y_1^2}{2} + \alpha_{34}y_1y_2 + \alpha_{44}\dfrac{y_2^2}{2}, \\ C_2(z) = \beta_{11}\dfrac{x_1^2}{2} + \beta_{12}x_1x_2 + \beta_{22}\dfrac{x_2^2}{2} + \beta_{33}\dfrac{y_1^2}{2} + \beta_{34}y_1y_2 + \beta_{44}\dfrac{y_2^2}{2}, \\ C_3(z) = j_{13}x_1y_1 + j_{14}x_1y_2 + j_{23}x_2y_1 + j_{24}x_2y_2, \\ C_4(z) = l_{13}x_1y_1 + l_{14}x_1y_2 + l_{23}x_2y_1 + l_{24}x_2y_2; \end{cases}$$

$$(4)\quad K = n_0(vu' - uv'), \qquad K_1 = n_0(tw' - wt').$$

$$(5)\quad \begin{cases} K\,\alpha_{11}(z) = 2Avuu' - \displaystyle\int_a^z [A(2v'uu' + vu'^2) + Bvu^2]\,dz, \\ K\,\alpha_{12}(z) = Av(uv' + vu') - \displaystyle\int_a^z [A(2vu'v' + uv'^2) + Bv^2u]\,dz, \\ K\,\alpha_{22}(z) = 2Av^2v' - \displaystyle\int_a^z [3Avv'^2 + Bv^3]\,dz; \end{cases}$$

$$(6)\quad \begin{cases} K\,\alpha_{33}(z) = -\displaystyle\int_a^z v[Aw'^2 + \Gamma w^2 + 2Dww']\,dz, \\ K\,\alpha_{34}(z) = -\displaystyle\int_a^z v[Aw't' + \Gamma wt + D(wt' + w't)]\,dz, \\ K\,\alpha_{44}(z) = -\displaystyle\int_a^z v[At'^2 + \Gamma t^2 + 2Dtt']\,dz; \end{cases}$$

$$(7)\quad \begin{cases} K_1 j_{13}(z) = Atuw' - \displaystyle\int_a^z (Auw't' - Du'wt + Guwt)\,dz, \\ K_1 j_{14}(z) = Atut' - \displaystyle\int_a^z (Aut'^2 - Du't^2 + Gut^2)\,dz, \\ K_1 j_{23}(z) = Atvw' - \displaystyle\int_a^z (Avw't' - Dv'wt + Gvwt)\,dz, \\ K_1 j_{24}(z) = Atvt' - \displaystyle\int_a^z (Avt'^2 - Dv't^2 + Gvt^2)\,dz. \end{cases}$$

et

$$
(8)\quad\left\{
\begin{aligned}
A &= -\theta n_0 + b_1 \frac{\mu e}{n_0},\\
B &= \frac{e}{c}\left(\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - 2\theta\frac{\partial H_y}{\partial x}\right) - \frac{\mu e}{n_0}(3\theta b_{11} - b_{111}) - \frac{3\mu^2 e^2}{n_0^3}(\theta b_1^2 - b_1 b_{11}) + \frac{3\mu^3 e^3}{n_0^5} b_1^3,\\
\Gamma &= \frac{e}{c}\frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} - \frac{\mu e}{n_0}(\theta b_{22} - b_{122}) + \frac{\mu^2 e^2}{n_0^3} b_1 b_{22},\\
D &= -\frac{e}{c}\frac{\partial H_z}{\partial y},\\
G &= -\frac{e}{c}\left(\frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial y} - \theta\frac{\partial H_x}{\partial y}\right) - \frac{\mu e}{n_0}(\theta b_{22} - b_{122}) + \frac{\mu^2 e^2}{n_0^3} b_1 b_{22}.
\end{aligned}
\right.
$$

Les formules pour β_{11}, β_{12}, β_{22}, β_{33}, β_{34}, β_{44}, l_{13}, l_{14}, l_{23}, l_{24} sont de construction assez analogue à (5), (6), (7).

Il est facile de discuter les aberrations au voisinage des focales, et de donner des formules pour l'influence sur ces aberrations de la position du diaphragme, ou de l'inclinaison du plan objet et du plan image sur la trajectoire moyenne.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude des énergies des électrons et positons émis lors de certaines réactions nucléaires.* Note (¹) de M. **Claude Magnan**, présentée par M. Maurice de Broglie.

Ces énergies sont mesurées par un spectrographe à focalisation magnétique et à compteur de Geiger-Müller, dont le domaine d'exploration va de 150 000 ev à 14×10^6 ev. La quantité $H\rho$ est connue à 5 pour 100 près.

Les premières mesures ont porté sur les radioactivités artificielles à positons produites par le bombardement par particules α (source de polonium de 20 mc).

J'ai tout d'abord utilisé du fluorure de calcium, irradié pendant plusieurs mois, afin d'obtenir du radiosodium, dont la période est de 3 ans [2] et la réaction nucléaire

$$ {}^{19}_{9}\mathrm{F} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{22}_{11}\mathrm{Na}^{-} + {}^{0}_{1}n \quad (^3). $$

La limite d'énergie trouvée est de $0,6 \times 10^6$ ev ($\pm$ 0,06 Mev) en bon accord avec les résultats obtenus par L. Jackson-Laslett [2].

(¹) Séance du 29 décembre 1937.

(²) *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 529.

(³) Savel, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 482; Bonner, *Phys. Rev.*, 45, 1934, p. 425 et 452.

Pour les radioéléments à vie brève, j'ai effectué les mesures en régime permanent, la substance à irradier étant en présence du polonium pendant la durée des mesures. L'activité produite dans le sodium, irradié sous forme de NaCl, par les particules α a une période de 7 secondes et une réaction nucléaire

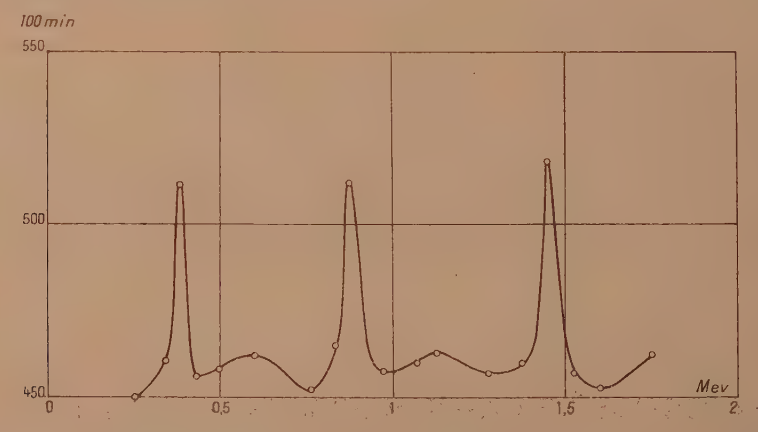
$$ {}^{23}_{11}\mathrm{Na} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{26}_{13}\mathrm{Al}^{+} + {}^{1}_{0}n \quad (^4). $$

L'énergie maximum des positions a été trouvée égale à $4,6 \times 10^6$ ev ($\pm 0,46$ Mev).

En irradiant du chlorure de potassium, on obtient

$$ {}^{41}_{19}\mathrm{K} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{44}_{21}\mathrm{Sc}^{+} + {}^{1}_{0}n, \quad (^5) $$
$$ {}^{39}_{19}\mathrm{K} + {}^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow {}^{42}_{21}\mathrm{Sc} + {}^{1}_{0}n, \quad (^6) $$

dont les périodes sont respectivement 52 heures (la plus faible) et 4 heures [6]. La faible intensité du phénomène ne permet pas une grande certitude sur la valeur $1,9 \times 10^6$ ev de la limite de l'énergie, qui diffère un peu de celle trouvée par H. Walke [6].



Je n'ai rien trouvé pour l'activité produite dans le chlore par le bombardement α. Par contre l'examen des spectres des positions du KCl et du NaCl montre l'existence de trois mêmes pics, dont les $H\rho$ sont 2460, 4305, 6355 en gauss/cm.

Les spectres des électrons négatifs présentent deux pics dont les $H\rho$ sont 2665 et 6355, entre lesquels se trouve une courbe à maximum étalé.

---

(4) FRISCH, *Nature*, 133, 1934, p. 721; SAVEL, *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 1404.

(5) ZYW, *Nature*, 134, 1934, p. 64.

(6) H. WALKE, *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 400.

Si le troisième pic, dont le $H\rho$ en positons est de 4305 gauss/cm, existe, il est noyé dans cette courbe, qui correspond à la raie $0,8 \times 10^6$ ev des γ du polonium, mais qui est étalée à cause du manque de définition du radiateur des γ du polonium. Le phénomène est peu intense. Les pics sont distants du fond continu de deux à trois fois la racine carrée de sa valeur. Cependant au cours de nombreuses vérifications, ils ont toujours été retrouvés. Ils semblent étroits. En particulier pour le pic, dont le $H\rho$ est de 6355 gauss/cm, la quantité $\Delta E/E$, à la base, est de 0,1, où E est l'énergie correspondant au pic. J'ai pensé que ces pics se rattachaient à un effet de matérialisation de photons γ, attribuables au chlore présent dans les deux substances.

Compte-tenu de l'énergie de matérialisation, on aurait trois raies γ, dont les quanta seraient : 1,7 Mev, 2,7 Mev, 3,9 Mev. Or l'irradiation du chlore par les particules α donne

$$^{35}_{17}Cl + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{38}_{18}A + ^{1}_{1}H \quad (^{7}).$$

Pollard indique trois parcours de protons, dont les énergies sont : 7,6 Mev, 5,4 Mev, 3,8 Mev. Les différences d'énergie entre ces trois groupes sont : 3,8 Mev, 2,2 Mev, 1,6 Mev. De sorte qu'on peut penser que les trois raies γ trouvées sont liées à ces trois différences des trois groupes de protons. J'ai enfin irradié de l'aluminium en feuille de 0,0054 gr/cm² dont l'activité a une période de 3 minutes et une réaction

$$^{27}_{13}Al + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{30}_{15}P + ^{1}_{0}n \quad (^{8}).$$

La limite d'énergie trouvée est de $3,5 \times 10^5$ ev ($\pm$ 0,35 Mev) en bon accord avec les résultats de M. et Mme Joliot-Curie.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur quelques formules simples relatives aux phénomènes d'adsorption portant sur les mélanges*. Note [1] de M. **Augustin Boutaric**, présentée par M. Jean Perrin.

1. Les phénomènes d'adsorption portent souvent sur des milieux renfermant des molécules ou des ions de natures diverses; en particulier, dans le

---

(7) Pollard, *Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 890.

(8) M. et Mme Joliot-Curie, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1885.

(1) Séance du 29 novembre 1937.

cas d'une solution en contact avec un solide adsorbant, il y a toujours au moins deux sortes de molécules susceptibles d'être fixées par l'adsorbant : les molécules du corps dissous et celles du solvant.

Nous nous bornerons au cas où deux constituants A et B (gazeux ou en dissous) sont susceptibles de se fixer sur le corps adsorbant C et nous supposerons que l'adsorption relative à chacun d'eux aboutisse à un équilibre régi par la relation de M. Jean Perrin.

Désignons par c la concentration initiale des molécules actives sur la surface de l'adsorbant C, par y_1 et y_2 les concentrations d'adsorption de A et B lorsqu'ils sont mis séparément en contact avec C, les concentrations d'équilibre dans le milieu soumis à l'adsorption ayant pour valeurs x_1 et x_2. On a ainsi

$$(1) \qquad y_1 = \frac{k_1 c x_1}{1 + k_1 x_1}, \qquad y_2 = \frac{k_2 c x_2}{1 + k_2 x_2}.$$

Désignons de même par y'_1 et y'_2 les concentrations d'adsorption lorsque les constituants A et B agissent simultanément en présence de C, leurs concentrations dans le milieu où se produit l'adsorption ayant pour valeurs x'_1 et x'_2. La concentration des molécules actives sur l'adsorbant a diminué d'une quantité $Y = y'_1 + y'_2$ et est donc devenue $c - Y$. La considération de l'équilibre des deux constituants entre le milieu où se produit l'adsorption et la surface du corps adsorbant fournit alors les deux relations

$$y'_1 = k_1 x'_1 (c - Y), \qquad y'_2 = k_2 x'_2 (c - Y),$$

d'où l'on tire aisément pour y'_1 et y'_2 les valeurs

$$(2) \qquad y'_1 = \frac{k_1 c x'_1}{1 + k_1 x'_1 + k_2 x'_2}, \qquad y'_2 = \frac{k_2 c x'_2}{1 + k_1 x'_1 + k_2 x'_2}.$$

2. La comparaison des relations (1) et (2) montre immédiatement que, pour des concentrations déterminées $x'_1 = x_1$ et $x'_2 = x_2$ des constituants A et B dans le milieu où se produit l'adsorption, la quantité de chacun d'eux qui est fixée sur l'adsorbant est plus grande lorsqu'ils sont envisagés isolément que lorsqu'ils sont pris simultanément.

3. La comparaison des concentrations d'adsorption y'_1 et y'_2 fournies par les relations (2) donne

$$(3) \qquad \frac{y'_1}{k_1 x'_1} = \frac{y'_2}{k_2 x'_2}.$$

En portant en abscisses les valeurs de y'_1/x'_1 et en ordonnées celles de y'_2/x'_2,

les points obtenus doivent se placer sur une droite passant par l'origine.

4. Désignons par a et b les concentrations initiales des constituants A et B avant que se produise aucune adsorption. En remarquant que les concentrations x'_1 et x'_2 que possèdent ces mêmes constituants après que l'équilibre d'adsorption est établi sont respectivement égales à $a - \alpha y'_1$ et $b - \alpha y'_2$, α désignant une constante dépendant du rapport entre la surface du corps adsorbant et le volume du milieu soumis à l'adsorption, l'équation (3) peut s'écrire

$$\frac{y'_1}{y'_2} = \frac{k_1(a - \alpha y'_1)}{k_2(b - \alpha y'_2)},$$

d'où l'on tire aisément

$$k_2\left(\frac{b}{y'_2} - \alpha\right) = k_1\left(\frac{a}{y'_1} - \alpha\right). \tag{4}$$

En portant en abscisses les valeurs de a/y'_1 et en ordonnées celles de b/y'_2, les points figuratifs doivent se placer sur une droite représentée par l'équation (4).

5. En comparant les relations (1) et (2) pour les mêmes concentrations d'équilibre de chacun des constituants A et B, c'est-à-dire dans des conditions telles que l'on ait $x'_1 = x_1$ et $x'_2 = x_2$, on a ainsi

$$\frac{1}{y'_1} - \frac{1}{y_1} = \frac{1}{c}\,\frac{k_2 x_2}{k_1 x_1}, \tag{5}$$

$$\frac{1}{y'_2} - \frac{1}{y_2} = \frac{1}{c}\,\frac{k_1 x_1}{k_2 x_2}. \tag{6}$$

L'écart $1/y'_1 - 1/y_1$, pour des valeurs quelconques de x_1 et x_2, est proportionnel au quotient x_2/x_1, tandis que l'écart $1/y'_2 - 1/y_2$ est proportionnel au quotient x_1/x_2.

La comparaison des équations (5) et (6) fournit aussitôt

$$\left(\frac{1}{y'_1} - \frac{1}{y_1}\right)\left(\frac{1}{y'_2} - \frac{1}{y_2}\right) = \frac{1}{c^2} = \text{const.}$$

6. Tous les résultats précédents supposent que l'équation de M. Jean Perrin s'applique à chacun des phénomènes d'adsorption envisagés pris isolément, mais, lorsque cette condition est réalisée, les diverses relations indiquées dans cette Note sont en accord avec les résultats expérimentaux.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'immobilisation isotherme et réversible des particules dans les sols thixotropes.* Note (1) de M. **Wilfried Heller** et de Mlle **Germaine Quimfe**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'étude cinétique de la transformation sol → gel thixotrope se fait généralement par la mesure du temps de solidification $\mathfrak{T}$: on liquéfie l'échantillon par agitation et l'on détermine ensuite, par une série d'essais, le temps après lequel le sol ne coule plus quand on retourne le récipient qui le contient. Cette méthode s'est montrée utile, c'est à elle qu'on doit la plupart des connaissances actuelles sur la thixotropie. Mais $\mathfrak{T}$ indique au lieu d'une transformation physique, le passage par un point arbitrairement choisi sur la courbe de l'évolution de la fluidité en fonction du temps. La connaissance d'un tel point, qui se place, suivant les conditions expérimentales et suivant la viscosité du sol, en des endroits différents de la courbe (2), ne suffit pas pour étudier d'une façon précise la cinétique de la transformation sol → gel. Cette méthode est donc basée sur une distinction des sols et des gels à partir de leur fluidité. Cette définition est très utile quand il s'agit de sols ou de gels typiques (systèmes très fluides ou très solides), mais imprécise dans les autres cas.

Aussi voudrions-nous partir de la définition suivante : on a affaire à un sol si les particules effectuent un mouvement brownien illimité et à un gel si les particules n'ont aucune énergie cinétique. Un troisième groupe (intermédiaire) peut être caractérisé par un mouvement brownien limité des particules (oscillations autour d'un point d'équilibre) : groupe des « sols très élastiques » et des « gels très mous ». Nous considérons donc le temps au bout duquel les particules d'un sol thixotrope cessent leur mouvement brownien comme une mesure exacte du temps ($\mathfrak{T}$ abs.) au bout duquel se fait la transformation sol → gel.

Pour déterminer ce temps on pourrait à l'aide d'un ultramicroscope suivre l'effet Tyndall des particules.

Déjà A. Cotton et H. Mouton (3) avaient ainsi observé une immobilisation réver-

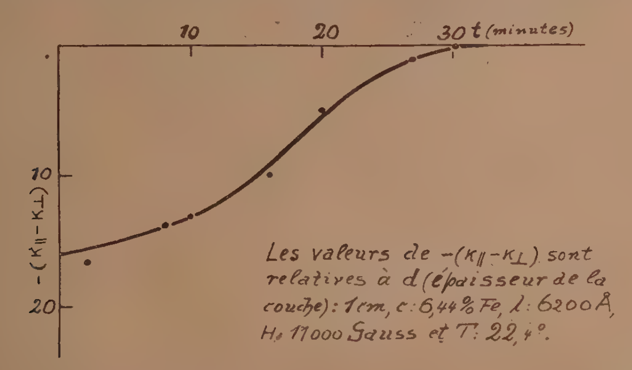
(1) Séance du 29 novembre 1937.

(2) $\mathfrak{T}$ varie beaucoup avec le diamètre du tube employé, avec la nature et l'état superficiel du verre, ainsi qu'avec la pression hydrostatique exercée sur l'échantillon (la hauteur de la couche, la forme du récipient). Il varie encore avec la solidité de la surface de l'échantillon et surtout avec sa viscosité.

(3) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 11, 1907, p. 186.

sible des particules d'un sol apparemment thixotrope. E. A. Hauser [1] a depuis étudié de très près cet effet et il a encore trouvé que lorsque la position d'une particule est fixée, elle peut continuer quelque temps encore à tourner sur place. La méthode ultramicroscopique présenterait donc l'avantage de donner non seulement un $\mathfrak{T}$ abs. ($=\mathfrak{T}$ transl.), mais elle permettrait encore de connaître dans le cas de particules non sphériques le rapport entre $\mathfrak{T}$ transl. et $\mathfrak{T}$ rot., et d'en suivre la variation possible. Mais elle présente quelques inconvénients expérimentaux, et il y a surtout le danger d'une immobilisation prématurée d'une partie des particules par l'influence des parois.

Nous avons appliqué une autre méthode dont nous donnerons ailleurs le détail : on prend un système thixotrope à particules anisotropes qui s'orientent dans un champ magnétique. En soumettant l'échantillon à l'action directrice du champ on provoque une biréfringence et un dichroïsme d'autant plus grands que le temps t qui s'est écoulé depuis sa liquéfaction est plus petit. La figure (se rapportant au dichroïsme) montre



ainsi que, dans un sol thixotrope de goethite, les particules ne s'orientaient plus à partir de 30 à 32 minutes, ceci ne peut s'expliquer que si les particules ont perdu leur liberté de mouvement. Le temps d'immobilisation ainsi déterminé ne saurait être, pour un $H > 10000$ Gauss, sensiblement différent du $\mathfrak{T}$ abs. Cette méthode présente comparativement à la méthode ultramicroscopique l'avantage de permettre de suivre quantitativement l'immobilisation *progressive* des particules. Dans le cas considéré, on établit que la liberté du mouvement diminue surtout entre 10 et 20 minutes. La méthode présente l'inconvénient de ne pouvoir être appliquée qu'à un nombre restreint de systèmes thixotropes. Mais l'étude de quelques-uns suffit pour connaître la cinétique générale de la thixotropie.

---

(1) *Koll. Zeitschr.*, **48**, 1929, p. 57.

En comparant la courbe du dichroïsme donné dans la figure à la variation avec t du coefficient de l'absorption k du sol isotrope ([5]), on constate que l'évolution intérieure du système continue encore après que les particules sont devenues pratiquement immobiles. On est donc amené à expliquer la variation *finale* et asymptotique de k par un rapprochement lent et continu des particules immobiles et agrégées aux géloïdes. Le resserrement et la solidification du réseau des géloïdes qui s'ensuit, peuvent être considérés comme la cause de l'augmentation de l'élasticité des gels thixotropes avec le temps dont la très lente évolution a été étudiée par H. Freundlich et W. Rawitzer ([6]).

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Sur l'application des lois du déplacement de l'équilibre aux mélanges liquides hétérogènes.* Note ([1]) de M. **Paul Mondain Monval.**

Les lois de Le Chatelier et de Van't Hoff s'appliquent parfaitement, comme on le sait, aux équilibres de solubilité classiques observés entre une phase solide pure et une phase liquide mixte, constituée par une solution saturée du solide dans un solvant approprié. La validité de ces mêmes lois doit logiquement s'étendre aux équilibres hétérogènes très semblables de la solubilité réciproque caractérisés par la coexistence de deux phases liquides et mixtes, ce qui les différencie des équilibres de solubilité simple. Bien qu'ici une vérification expérimentale soit délicate, il nous a semblé cependant intéressant de la tenter, au moins qualitativement, avec plusieurs couples de liquides partiellement miscibles et présentant un point critique voisin de la température ordinaire.

Nos essais ont roulé sur les trois couples : *aniline-cyclohexane*, *n-hexane-nitrobenzène* et *triéthylamine-eau*.

L'application des lois de Le Chatelier et de Van't Hoff à ces systèmes hétérogènes nécessite la connaissance des phénomènes suivants :

1° Variation de la solubilité réciproque avec la température;

2° Effet thermique de miscibilité à la température critique;

3° Variation de la solubilité réciproque sous l'influence de la pression;

([5]) Voir W. Heller et G. Quimfe, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 857.

([6]) *Koll. Beih.*, 25, 1927, p. 252.

([1]) Séance du 29 novembre 1937.

4° Variation de volume occasionnée par la séparation en deux couches.

1° Le tracé de la courbe de solubilité réciproque à diverses températures des trois couples étudiés a déjà fait l'objet d'un certain nombre de recherches. Nous avons cependant effectué pour chacun d'eux de nouvelles déterminations du point de trouble dans la région critique, afin de connaître avec précision les températures de démixtion. Ces déterminations fixent comme il suit les coordonnées critiques :

Couple.	Point critique.	t^o.	Concentration.
Aniline-cyclohexane	supérieur	30°,95	45,7 % aniline
N-hexane-nitrobenzène	supérieur	20°,2	49 % hexane
Triéthylamine-eau	inférieur	18°,5	48 % eau

2° Les effets thermiques qui accompagnent la démixtion ont été déterminés par mélange direct au calorimètre Dewar de proportions variables des deux constituants de chaque couple et mesure de la quantité de chaleur évoluée, la température du mélange étant, dans chaque cas, voisine de la température critique. On trouve ainsi que les mélanges d'aniline et de cyclohexane d'une part, de nitrobenzène et d'hexane d'autre part, s'effectuent avec une forte absorption de chaleur, ceux de triéthylamine et d'eau avec un notable dégagement.

3° L'influence de la pression sur les équilibres de solubilité réciproque a déjà été l'objet des recherches de Timmermans ([2]). Très généralement, sous l'action de la pression, le point critique de miscibilité est déplacé. Abstraction faite de la variation relativement négligeable de la concentration critique, on peut exprimer ce déplacement par le rapport dt/dp (en degrés par kilogramme) pour les trois couples étudiés :

Couple.	Aniline-cyclohexane.	*n*-Hexane-nitrobenzène.	Triéthylamine-eau.
$\frac{dt}{dp}$	+0,0075	−0,0164	+0,205

L'examen de ces rapports montre que la solubilité mutuelle diminue légèrement, lorsque la pression s'élève, pour le premier de ces couples, augmente sensiblement pour le second et très fortement pour le système triéthylamine-eau, malgré la différence de signe, ce dernier présentant, en effet, un point critique *inférieur*.

4° Les variations de volume qui accompagnent la séparation en deux couches ont été observées pour chaque couple, en enfermant dans un dilatomètre (volume intérieur 20^{cm^3}, diamètre du capillaire $0^{mm},8$) un mélange de composition critique ou très rapprochée, et en traçant la courbe : volume-température, soit au refroidissement, soit à l'échauffement. On constate au cours du refroidissement des mélanges homogènes aniline-cyclohexane et hexane-nitrobenzène que la démixtion est accompagnée d'une contraction extrêmement faible pour le premier couple et d'une dilatation sensible pour le second. D'autre part, pour le mélange homogène triéthylamine-eau la séparation en deux couches, observable par élévation de température, se manifeste par une forte dilatation.

([2]) TIMMERMANS, *Journ. Chim. Phys.*, 20, 1923, p. 491.

Une étude toute semblable a été effectuée au dilatomètre avec des solutions aqueuses de nitrate de potassium et de chlorure d'ammonium, toutes deux assez voisines de la saturation. Au cours de leur refroidissement, la cristallisation débute au point de saturation et est accompagnée pour chacune d'elles d'un sensible dégagement de chaleur, en même temps que s'accusent. pour le nitrate une augmentation de volume et pour le chlorure une contraction. On sait, par ailleurs, qu'un accroissement de pression provoque une augmentation de la solubilité du nitrate de potassium et un abaissement pour le chlorure d'ammonium.

Ces divers résultats peuvent être rassemblés dans le tableau suivant :

Système	NO^3K-H^2O.	NH^4Cl-H^2O.	Aniline-Cyclohexane	*n*-Hexane-Nitrobenzène.	Triéthylamine-Eau.
Miscibilité accompagnée de	Contraction	Dilatation	Dilatation	Contraction	Contraction
Pour $\Delta p > 0$ la miscibilité....	↗	↘	↘	↗	↗
Miscibilité accompagnée de	Absorption de chaleur	Absorption	Absorption	Absorption	Dégagement de chaleur
Pour $\Delta t > 0$ la miscibilité....	↗	↗	↗	↗	↘

L'examen de ce tableau montre immédiatement l'accord entre les faits observés pour les trois couples étudiés et la loi de Le Chatelier, la miscibilité s'accroissant sous l'influence de la pression lorqu'elle s'accompagne d'une contraction, et diminuant, au contraire, dans le cas d'une augmentation de volume. C'est ainsi que le couple *n*-hexane-nitrobenzène s'apparente à ce point de vue au système NO^3K-H^2O et le couple aniline-cyclohexane au système NH^4Cl-H^2O. L'application de la loi de Van't Hoff à ces mêmes couples n'est pas moins satisfaisante, leur miscibilité réciproque croissant avec la température lorsqu'elles correspondent à une absorption de chaleur, et diminuant pour un dégagement. Un cas particulièrement remarquable est celui du couple triéthylamine-eau, qui possède un point critique inférieur, c'est-à-dire tel qu'une élévation de température diminue la solubilité réciproque, conformément aux exigences de la loi de Van't Hoff, l'effet thermique du mélange correspondant à de la chaleur *dégagée*.

CHIMIE MINÉRALE. — *Action comparée de l'iodate de potassium et du periodate de potassium sur le thiosulfate de sodium en milieu faiblement acide.* Note de MM. **Émile Carrière** et **Maurice Delpla**, présentée par M. Robert Lespieau.

Les essais ont été effectués sur des volumes donnés de solutions aqueuses d'iodate de potassium IO^3K et de periodate de potassium IO^4K présentant la même concentration de 0,01112 mol gr/litre. Les solutions sont acidifiées convenablement au moyen d'acide chlorhydrique normal. Le thiosulfate de sodium se transforme par une oxydation légère en tétrathionate de sodium et par une oxydation plus profonde en sulfate acide de sodium. Il se prête bien à l'étude de l'action oxydante comparée de l'iodate et du periodate de potassium. Les réactions de l'iodate et du periodate de potassium en solution acide sont représentées schématiquement par les équations

$$IO^3H + 6S^2O^3Na^2 + 2H^2O = 5HONa + INa + 3S^4O^6Na^2,$$
$$4IO^3H + 3S^2O^3Na^2 + 3H^2O = 4IH + 6SO^4NaH,$$
$$IO^4H + 8S^2O^3Na^2 + 3H^2O = 4S^4O^6Na^2 + 7HONa + INa,$$
$$IO^4H + S^2O^3Na^2 + H^2O = 2SO^4NaH + IH.$$

L'oxydation du thiosulfate de sodium est suivie en dosant soit le sulfate acide de sodium créé, soit l'acidité ou l'alcalinité développée conformément à la méthode employée par Carrière et Julliard (¹). L'addition de thiosulfate de sodium N/10 est poursuivie jusqu'à la disparition exacte de l'iode libéré au cours de la réaction. L'introduction du thiosulfate de sodium doit être réalisée régulièrement en 1 minute et demie environ; on n'observe pas dans ces conditions de louche dû au soufre. L'influence des principaux facteurs de l'oxydation a été recherchée. L'étude comparée des propriétés oxydantes de l'acide iodique et de l'acide periodique à l'égard du thiosulfate de sodium, met en évidence que le mécanisme de l'oxydation semble différent pour les deux acides. L'oxydation du thiosulfate de sodium par l'acide iodique est fortement influencée par la concentration en ion hydrogène, cette concentration a peu d'influence sur l'oxydation par l'acide periodique. Nous donnons, en fonction de la concentration en acide chlorhydrique employée, les pour 100 de l'iodate et du

(¹) *Comptes rendus*, **191**, 1930, p. 1133.

periodate de potassium utilisés pour la transformation du thiosulfate en acide de sodium :

Acidité chlorhydrique employée............	0,07 N	0,2 N
Pour 100 de l'iodate de potassium utilisé pour l'oxydation en sulfate acide...............	11,8	55
Pour 100 du periodate de potassium utilisé pour l'oxydation en sulfate acide...............	21,9	28,5

Pour une acidité chlorhydrique 0,07 N le periodate de potassium est plus oxydant que l'iodate de potassium; pour une acidité chlorhydrique 0,2 N c'est l'inverse.

En relation avec l'action de la concentration en ion hydrogène, on constate que la dilution fait sentir plus fortement son influence sur l'oxydation du thiosulfate de sodium par l'acide iodique que sur l'oxydation par l'acide periodique.

La température a aussi un effet un peu plus marqué sur l'action oxydante de l'acide iodique que sur l'action oxydante de l'acide periodique.

Nous donnons, en fonction de la température, les pour 100 d'iodate et de periodate de potassium utilisés pour la transformation du thiosulfate de de sodium en sulfate acide de sodium :

Acidité chlorhydrique employée........	0,073	0,073	0,166	0,166	0,166
Température........................	21°	36°	19°,2	31°	40°
Pour 100 de l'iodate de potassium utilisé pour l'oxydation en sulfate acide.....	16,6	46,8	–	–	–
Pour 100 du periodate de potassium utilisé pour l'oxydation en sulfate acide.....	–	–	22,1	33,9	56,7

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse des monoéthers-oxydes du diméthylol-2.4-anisol.* Note de M. **Maurice Anglade**, présentée par M. Marcel Delépine.

En traitant le dérivé dichlorométhylé de l'anisol par les alcoolates alcalins pris en quantité suffisante on obtient avec d'excellents rendements les diéthers-oxydes du diméthylol-2.4-anisol [1]. La réaction est très vive et la transformation presque instantanée, évolue vers la formation du diéther même lorsqu'on opère en présence d'une quantité limitée

(1) R. Quelet et M. Anglade, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 262.

d'alcoolate. En versant peu à peu dans le dérivé dichloré la quantité convenable d'alcoolate, je n'ai obtenu que le diéther-oxyde à côté de dichlorure non transformé.

Pour préparer les monoéthers-oxydes, j'ai eu recours à la méthode préconisée par R. Quelet (²) pour l'obtention des monoéthers-oxydes du paraxylylèneglycol. Une molécule-gramme de diéther-oxyde est traitée par une molécule de chlorure d'acétyle en présence d'une trace de chlorure de zinc. Il y a coupure d'une seule fonction éther-oxyde et substitution de Cl au radical alcoxyle. Le chlorure ainsi obtenu conduit, par acétylation et saponification, au produit cherché.

OCH³ / CH²—O—R / CH²—O—R $\xrightarrow{+CH^3COCl}$ OCH³ / CH²—O—R / CH²Cl

$\xrightarrow{+CH^3COONa}$ OCH³ / CH²—O—R / CH²—OCOCH³ $\xrightarrow{+KOH}$ OCH³ / CH²—O—R / CH²OH

Dans 70g d'éther-oxyde diméthylique du diméthyl-2.4 anisol en dissolution dans 150cm³ d'éther de pétrole, on introduit un fragment de chlorure de zinc (0g,5 environ) et l'on ajoute goutte à goutte 28g de chlorure d'acétyle. Lorsque la réaction est terminée on lave à l'eau et l'on traite par l'acétate de sodium en solution acétique. On élimine ensuite l'acide acétique et l'acétate de sodium en excès par l'eau et l'on saponifie par agitation à froid avec une solution hydroalcoolique de potasse à 20 pour 100. Le produit, fractionné par distillation sous pression réduite, fournit 18g de diéther-oxyde n'ayant pas réagi et 29g de monoéther-oxyde méthylique du diméthylol-2.4 anisol $C^{10}H^{14}O^3$. (Rendement 45 pour 100.)

Ce dernier est un liquide incolore présentant les constantes suivantes :

$$Eb_5\ 141° \qquad n_D^{21,0}\ 1,535 \qquad d_4^{21,0}\ 1,135.$$

Il donne une phényluréthane cristallisant dans un mélange d'alcool et d'eau en aiguilles, F. 73°,5.

Les mêmes transformations, effectuées avec l'éther diéthylique, per-

(²) *Bull. Soc. Chim.*, 53, 1933, p. 230.

mettent d'obtenir, avec un rendement de 35 pour 100, un éther monoéthylique $C^{11}H^{16}O^{3}$, liquide,

$$Eb_4\ 142^\circ \quad n_D^{20,5}\ 1,528 \quad d_4^{20,5}\ 1,099;$$

phényluréthane, aiguilles, F. 58°,5.

Afin de fixer la constitution des monoéthers-oxydes ainsi obtenus, j'ai préparé les aldéhydes correspondants. Dans ce but, les chlorures provenant de l'action du chlorure d'acétyle sur les éthers diméthylique et diéthylique ont été traités par l'hexaméthylène tétramine suivant la technique de Sommelet.

A partir de l'éther diméthylique on obtient un aldéhyde $C^{10}H^{12}O^{3}$. F. 35°, Eb_{15}. 164°-165°, semicarbazone F. 150°.

L'éther diéthylique conduit à l'aldéhyde $C^{11}H^{14}O^{3}$, liquide, Eb_{15}. 175°, semicarbazone, F. 141°.

Ces aldéhydes sont identiques à ceux décrits par R. Quelet et J. Allard [3] et obtenus par action du méthylate et de l'éthylate de sodium sur le dérivé chlorométhylé de l'aldéhyde anisique. Le premier est le méthoxy-2 méthylal-5 (α-méthoxy) toluène (II) et le second est constitué par le méthoxy-2 méthylal-5 (α-éthoxy) toluène (III).

OCH^3, $CH^2—O—CH^3$, CHO

(II).

OCH^3, $CH^2—O—C^2H^5$, CHO

(III).

Donc, lors de l'action d'une molécule de chlorure d'acétyle sur une molécule d'un diéther-oxyde du diméthylol-2.4 anisol, il y a élimination du radical alcoxyle situé en para par rapport à la fonction éther-oxyde phénolique. Par suite les monoéthers-oxydes décrits précédemment répondent à la formule (I). Ils sont constitués respectivement le premier par le méthoxy-2 méthylol-5 (α-méthoxy) toluène, le second, par le méthoxy-2 méthylol-5 (α-éthoxy) toluène.

([3]) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 238.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Une méthode de mesure du potentiel périodique interne des cristaux.* Note [1] de M. **Antoine Hautot**, présentée par M. Charles Fabry.

Au sein d'un cristal, le potentiel est une fonction triplement périodique dont les périodes sont les dimensions de la maille élémentaire du cristal. Dans le cas d'un cristal appartenant au système cubique, la série n'admet plus qu'une seule période d et s'écrit

$$V = V_0 + \Sigma_{\alpha\beta\gamma} V_{\alpha\beta\gamma} e^{-\frac{2\pi i}{d}(\alpha x + \beta y + \gamma z)}, \tag{1}$$

α, β, γ étant des nombres entiers.

Le terme V_0 représente le potentiel moyen du cristal; il est relié à l'indice de réfraction n d'un cristal pour une onde électronique d'énergie E par la relation

$$n = \sqrt{1 + \frac{V_0}{E}}; \tag{2}$$

il a pu être mesuré pour de nombreux cristaux en utilisant la diffraction des électrons lents.

Mais on ne possède pas encore de mesures des termes ultérieurs $V_{\alpha\beta\gamma}$ du développement de Fourier; ces termes mesurent les fluctuations du potentiel à l'intérieur du cristal.

Un travail théorique de Kikuchi [2] donne le principe d'une méthode de mesure de ces coefficients; cet auteur établit en effet une relation simple entre la valeur de ces coefficients et la largeur des anneaux de diffraction électronique obtenus en envoyant des électrons rapides sur le cristal; cette relation s'écrit

$$V_{\alpha\beta\gamma} = 2E\theta\,\Delta\theta, \tag{3}$$

où E est l'énergie des électrons, θ l'angle de Bragg relatif au plan considéré du cristal et $\Delta\theta$ la largeur angulaire de l'anneau de diffraction correspondant; cette formule permet la mesure des coefficients $V_{\alpha\beta\gamma}$, celle-ci étant ramenée à la mesure des largeurs des anneaux de diffraction.

L'auteur a mis au point une méthode de mesure; voici quelques indications concernant la technique employée, qui sera décrite ultérieurement de manière plus détaillée.

---

(1) Séance du 29 novembre 1937.

(2) *Scient. Pap. Inst. Phys. Chem. Res.*, 26, 1935, p. 225.

Les anneaux de diffraction étant généralement très fins, il importe, si l'on veut obtenir une mesure acceptable de leur largeur, d'éliminer toutes les causes parasites susceptibles d'en produire un élargissement (en dehors de l'élargissement propre dû aux fluctuations mêmes du potentiel interne); ceci a conduit aux réalisations expérimentales suivantes :

a. réalisation d'un faisceau incident d'électrons strictement parallèle et extrêmement fin, obtenu en canalisant les électrons au moyen d'un collimateur long (12^{cm}) pourvu de diaphragmes très fins (quelques centièmes de millimètre);

b. obtention d'un faisceau d'électrons monocinétiques, la variation de tension restant inférieure à 2 pour 1000 dans les conditions expérimentales utilisées;

c. élimination aussi complète que possible de tous les champs magnétiques dus à l'appareillage électrique ordinairement utilisé pour l'obtention du vide et des tensions requises par le fonctionnement de l'analyseur électronique. Car, étant donnée l'extrême finesse du faisceau électronique utilisé, on pouvait mettre en évidence l'action perturbatrice de champs magnétiques dus à des appareils électriques se trouvant à des distances considérables de l'analyseur électronique.

Dans ces conditions, le faisceau électronique incident était extrêmement fin, sa section étant de l'ordre de $0^{mm^2},01$.

L'auteur a pu photographier ainsi, à des tensions comprises entre 21 et 46 kilovolts, les diagrammes de diffraction électronique fournis par deux métaux : le nickel et l'or, et par deux corps semi-conducteurs : le graphite et l'oxyde de cuivre.

Les deux métaux donnent des anneaux extrêmement fins, à peine plus larges que le faisceau incident. La mesure de leur largeur est donc assez malaisée et l'on ne peut guère en donner que l'ordre de grandeur, les erreurs de mesures étant assez élevées.

Néanmoins, en reportant ces mesures dans la formule (3), on obtient l'ordre de grandeur des termes $V_{\alpha\beta\gamma}$ mesurant les fluctuations du potentiel. Les valeurs obtenues sont écrites ci-après, dans l'ordre des grandeurs croissantes; on y a joint les valeurs théoriques calculées par la méthode de Thomas-Fermi ([3]) pour Ag et par Bethe ([4]) pour Ni :

([3]) Cf. par exemple H. Fröhlich, *Elektronentheorie der Metalle*, p. 365.

([4]) *Ann. der Phys.*, 87, 1928, p. 55.

	V_{111}	V_{200}	V_{220}	V_{311}
Ni	$-0^{v},17$	$-0^{v},15$	$-0^{v},30$	$-0^{v},35\ (\pm 0^{v},15)$
Au	$-0^{v},24$	$-0^{v},20$	$-0^{v},22$	$-0^{v},26\ (\pm 0^{v},12)$
Cu^2O	$-0^{v},43$	$-0^{v},42$	$-0^{v},60$	$-0^{v},69\ (\pm 0^{v},15)$

	V_{100}	V_{110}
Graphite	$-1^{v},76 \pm 0^{v},2$	$-0^{v},06$

	V_{111}	V_{200}
Ag cal	-17^{v}	-14^{v}

	V_{111}	V_{200}	V_{220}	V_{311}
Ni cal	$-13^{v},4$	$-12^{v},6$	$-9^{v},5$	$-7^{v},5$

Les nombres calculés sont, pour les métaux, environ cent fois plus élevés que ceux qui résultent des mesures précédentes.

GÉOLOGIE. — *Sur les relations de la chaîne du Sénégal oriental avec les plateaux mauritanien et soudanais.* Note [1] de MM. **Fernand Jacquet** et **Maurice Nicklès** [2].

H. Hubert [3] trace les contours d'une série de « schistes et quartzites redressés », qui constitue précisément notre chaîne du Sénégal oriental; il figure les plateaux mauritanien et soudanais en « grès siliceux horizontaux » considérés comme discordants sur les formations précédentes. R. Furon [4] découvre ensuite dans l'Est du Soudan un conglomérat qu'il attribue à la base de cette série gréseuse horizontale. Ayant vu ce même conglomérat dans la région de Kayes, L. Baud [5] le place d'abord en concordance sur les *schistes micacés* et les *grès quartzites* dits horizontaux, puis, moins affirmatif [6], il suppose une érosion des grès quartzites avant le dépôt du conglomérat.

---

(1) Séance du 29 novembre 1937.

(2) Les bases de cette Note ont été jetées en décembre 1936 après des recherches en commun sur le terrain ; elle a été rédigée par M. Nicklès après la disparition tragique de son collègue Fernand Jacquet, tué en Mauritanie l'été dernier et cité ces temps-ci par le Gouvernement à l'ordre de la Nation.

(3) Carte géologique au 1/1000000e, feuille V : *Dakar*, Paris, 1920.

(4) *Comptes rendus*, **195**, 1932, p. 56.

(5) *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 172.

(6) *Comptes rendus som. Soc. géol. Fr.*, 20 novembre, 1933, p. 215.

Nos observations permettent de définir les individualités suivantes :

Série plissée et métamorphique. — C'est la série ancienne qui, très étendue en Afrique occidentale, y présente les aspects les plus divers; nous l'avons suivie du Sud-Est du Sénégal à la hauteur de Bir Oum Ghrein jusqu'en Mauritanie. Recoupée par de nombreux filons de quartz, elle comporte au Sénégal oriental des quartzites verts massifs, alternant souvent avec des niveaux schisteux micacés, des micaschistes, schistes séricitenx, schistes à oligiste et quartzites jaspoïdes.

Série plissée. — Cambrien (?) ou Cambro-Ordovicien, série inférieure. Transgressive sur la série ancienne, nous la connaissons sur une distance de plus de 1200^{km}, de la Guinée portugaise à la Kédiat Ijil. Ses pendages atteignent rarement 45° dans le Sud du Sénégal; ses plissements s'accentuent dans la région de Kidira, s'atténuant rapidement vers le Nord et surtout vers l'Est.

Cette série débute par un conglomérat de nature variable, très sporadique (Kédiat Ijil, Dhar inférieur de l'Adrar, cours de la Gambie). En Mauritanie, elle comporte un complexe de grès, schistes et calcaires; à l'extrême Sud, elle est surtout gréseuse. Dans le Sénégal oriental, on peut distinguer deux horizons : les schistes de la Falémé, surmontés par les grès du Boundou; les passages latéraux étant fréquents, cette distinction n'a peut-être pas une valeur stratigraphique absolue.

Les schistes de la Falémé comprennent des niveaux de schistes francs, écailleux ou esquilleux, alternés avec des niveaux durs silicifiés et avec des niveaux gréseux à grain très fin.

Les grès du Boundou sont représentés par des grès quartziteux (Boundou septentrional) ou feldspathiques (Sud du Sénégal, Guinée), souvent recoupés par des filonnets de quartz; des horizons de jaspes rouges ou bleus forment dans le Boundou des collines bien distinctes et semblent localisés au sommet de la série.

Série subhorizontale. — Cambro-Ordovicien, série supérieure. Discordante sur la série plissée, elle débute par un conglomérat fréquemment surmonté de dolomie. Très important au Soudan où L. Baud l'a étudié, ce conglomérat est localisé vers le Sud, discontinu dans le Boundou et mieux représenté en Mauritanie (Assaba, Affolé, Adrar). Puis viennent les étages supérieurs également définis par cet auteur : étage 3 « schistes et jaspes » que l'on retrouve en Mauritanie avec des faciès un peu différents mais qui fait défaut dans le Sud du Soudan et du Sénégal où l'étage 4 « grès supérieurs » repose en discordance soit sur la série plissée, soit sur la série

ancienne. Ces grès recouvrent toute une partie du Soudan (SW), de la Guinée (Fouta-Djallon) et de la Mauritanie (Affolé, Assaba, Tagant, Adrar). Des venues doléritiques les ont affectés, ayant parfois une action métamorphique (cornes du massif de Mali).

On sait que la série subhorizontale est surmontée en concordance par les schistes gothlandiens en Guinée (Télimélé) et en Mauritanie (Tamga, Affolé, etc.) (7).

L'étude de la chaîne du Sénégal oriental, entreprise par F. Jacquet en 1934, l'avait amené à l'hypothèse d'un passage latéral, avec métamorphisme décroissant, des formations plissées aux formations subhorizontales. Admissible dans le Boundou où les passages lithologiques semblent fréquents d'une série à une autre, cette hypothèse n'a pu résister à l'étude des régions situées plus au Nord et plus au Sud, où les ensembles précédemment décrits présentent des caractères plus nettement différenciés. Le problème repris sur le terrain en 1936 nous conduit à distinguer les phases suivantes :

1° Dépôt de la série ancienne; plissement intense de toute la chaîne; métamorphisme régional ou général.

2° Dépôt des schistes et grès de la série plissée; nouvelle phase de plissement, intense dans le Boundou, décroissant vers le Nord et vers le Sud; probablement métamorphisme régional affectant à nouveau une partie de la série ancienne.

3° Transgression; dépôt de la série subhorizontale et intrusions importantes de dolérites.

GÉOLOGIE. — *Sur la constitution tectonique du Rif oriental français.* Note (1) de M. **Jean Marçais**, présentée par M. Charles Jacob.

J'ai décrit et figuré (2) les éléments paléogéographiques et structuraux de la région au Nord de Taza et de Guercif. J'apporterai ici quelques précisions nouvelles sur la constitution tectonique de ce pays, qui correspond au Rif oriental français.

L'étude du chevauchement marginal du bourrelet prérifain sur son avant-pays

---

(7) F. Jacquet et Th. Monod, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 908.

(1) Séance du 29 novembre 1937.

(2) *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 2003.

montre la présence assez constante à la base de la série charriée de Crétacé marneux et de Trias gyso-salin, avec une brèche de friction à éléments parfois énormes de Paléozoïque (Koudiat el Abiod, 20^{km} à l'Ouest de Taza), sans doute arrachés au substratum pendant le cheminement. Le dessin sinueux de l'arc du contact, suivi sur plus de 100^{km}, prouve l'extension et l'importance du déplacement. Sans étendre à l'Ouest ces interprétations, notons néanmoins la continuité avec le contact indiqué par F. Daguin comme limite de sa *nappe du Sebou* et figuré comme chevauchement marginal par J. Lacoste ([3]).

Le Prérif lui-même est très plissé avec des écailles imbriquées, dont le Crétacé injecté de Trias forme la base. Dans la région externe, le Jurassique apparaît surtout à l'état de débris tectoniques à la base des écailles, comme je l'ai constaté avec M. Daguin vers l'Ouest et seul plus à l'Est. Ces esquilles revêtent tantôt (vers le Sud) un faciès moyen atlasique (lambeaux arrachés au substratum autochtone?), tantôt un faciès rifain (reste de l'armature jurassique du Prérif).

Ainsi tout se passe dans le Prérif oriental comme si au moins le bord sud de la couverture secondaire s'était détaché du socle au niveau de Trias et était venu se mouler sur l'avant-pays et le recouvrir largement, se fronçant dans son ensemble et abandonnant en partie au cours de son déplacement son armature rigide (Jurassique et Trias supérieur) en retard tectonique dans le Nord.

La limite entre la zone schisteuse et le bord nord du sillon prérifain est malaisée à définir parce qu'elle semble s'être déplacée pendant la sédimentation pour des raisons tectoniques. Des débris d'un calcaire très néritique du Jurassique supérieur jalonnent ce contact depuis Beni Ftah jusqu'à Tizeroutine et plus loin au Nord-Est. Ce sont peut-être les restes brisés d'une cordillère qui aurait à cette époque séparé les sillons.

La série marno-schisteuse rifaine, plus épaisse que la série prérifaine, présente, surtout dans sa partie externe, des phénomènes intenses d'injection de masses gypso-salines, sans doute pour des raisons de répartition géographique des faciès du Trias. Fortement plissée, elle a débordé sur le bord nord du sillon prérifain et le contact montre que les éléments anté-triasiques ne sont pas intervenus d'une façon active dans ce chevauchement. Dans une zone plus interne, la série schisteuse présente deux sortes d'accidents tangentiels : des rides calcaires (Azrou Akchar), comparables à celles du Rif méridional et des écailles importantes témoignant de charriages plats. La région de Tainest montre ainsi une série de schistes et de calcaires surtout liasiques et jurassiques avec du Trias et une masse de granite à la base, chevauchant le flysch crétacé et tertiaire sur plus de 10^{km}. Les terrains post-burdigaliens paraissent plissés, mais non recouverts. Dans la région de Boured et du Baio, des éléments plus anciens, granite, schistes à *Annularia* (Houiller probable pour M. P. Bertrand), calcaires primaires, Trias, Jurassique, reposent également sur le flysch crétacé et tertiaire.

([3]) F. Daguin, *Contribution à l'étude géologique de la région prérifaine* (*Maroc occidental*) (*Service des Mines et de la Carte géologique du Maroc, Notes et Mémoires*, n° 1, *et Thèses Sciences*, Paris, 1927); J. Lacoste, *IIe Congrès mondial du Pétrole*, Paris, 1937.

À l'Est, le Khebaba, « copeau » de Paléozoïque, perce et recouvre le Crétacé supérieur.

Enfin plus au Nord la série schisteuse s'écrase (Haut N'Kor), puis s'enfonce sous le bord sud du massif calcaire des Boccoyas (⁴).

Dans l'ensemble il s'agit, surtout en zone française, d'une tectonique de couverture, et le Trias, même dans la zone interne, où il est moins développé sous son faciès lagunaire, joue un rôle comme niveau de rupture. Le comportement du socle anté-triasique est divers : tantôt en écailles brisantes (Khebaba) indépendantes de la couverture, tantôt en masses liées tectoniquement à cette couverture secondaire (Tainest, Tizra, Tichemlaline), il ne se montre que sous la forme d'éléments superficiels de l'écorce du tréfonds, et les grosses masses de cristallin n'affleurent pas.

Ainsi, du Sud vers le Nord, du Moyen Atlas à la Méditerranée, sur la transversale de Taza, le Prérif d'abord, la série schisteuse, ensuite les Boccoyas enfin, apparaissent comme des unités fortement plissées, le bord sud de l'une chevauchant le bord nord de l'autre, et les recouvrements importants se manifestent à l'intérieur même de chaque unité, avec le jeu complexe des diapyrs et des dysharmonies décrit plus à l'Ouest.

Par sa constitution stratigraphique autant que par son style tectonique, le Rif oriental diffère de son avant-pays : du Trias au Miocène l'histoire de la sédimentation est différente dans les deux pays et l'on ne retrouve pas vers le Sud les rivages des mers rifaines du Jurassique supérieur du Crétacé et du Nummulitique.

Dans leur ensemble, les plis du Rif oriental se présentent comme des vagues venues du Nord déferler sur la côte africaine, côte découpée en baies exposées au Nord-Ouest, de l'embouchure de la Moulouya à Msoun, et continuée vers l'Ouest par le rivage miocène du Moyen Atlas.

GÉOLOGIE. — *Sur la tectonique des terrains secondaires de la Lorraine.* Note [1] de MM. **Albert Robaux** et **Marc Bernatzky**, présentée par M. Charles Jacob.

MM. Nicklès, Villain, Joly et Corroy ont déjà insisté sur la structure de l'*anticlinal guide* de Pont-à-Mousson et tracé les plis posthumes, supposés

(⁴) M. Blumenthal, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 1669.

(¹) Séance du 29 novembre 1937.

tertiaires, qui affectent la série secondaire de la bordure orientale du Bassin de Paris.

L'analyse des résultats de plus de 500 forages nous permet d'abord d'apporter de nouvelles précisions sur les axes ou accidents tectoniques de la Lorraine et sur leurs raccords avec ceux du Paléozoïque; ensuite de



Schéma géologique et tectonique de la Lorraine.

souligner l'existence de zones dont les caractères stratigraphiques sont en étroite relation avec les unités ainsi définies.

Le schéma ci-dessus situe les axes et indique par un pointillé grossier

des compartiments qui sont à la fois déprimés au point de vue tectonique et caractérisés par une série sédimentaire d'épaisseur anormale.

I. La zone de Tucquegnieux-Luxembourg apparaît comme un compartiment affaissé plutôt qu'un synclinal. Elle est comprise entre deux systèmes de failles qui sans aucune exception abaissent les assises vers son axe. Le Trias, le Lias et le Dogger offrent leur maximum de puissance au fond de ce faible *Graben*.

II. Le horst de Briey-Thionville-Sierk-Hunsrück est séparé de la dépression précitée par la faille d'avril (80^{m} de rejet) qui se perd dans le système de failles de Trèves à la bordure Nord du Hunsrück. Il est localement affecté par la faille d'Hayange qui détermine une zone affaissée selon son axe. Les failles de Moyeuvre-Thionville-bordure Sud du Hunsrück s'ordonnent parallèlement aux précédentes délimitant le Sud de ce compartiment qui apparaît dans le Secondaire comme le prolongement atténué du horst paléozoïque du Hunsrück. Sauf dans la zone effondrée de Hayange, la puissance des terrains secondaires passe par un minimum (1/3 ou 1/2 de leur moyenne) dans ce compartiment surélevé.

III. L'affaissement Orne-*Prims-Mulde* est le symétrique de celui de Tucquegnieux. Son axe, vers lequel regardent toutes les failles qui le bordent, montre à nouveau des terrains secondaires plus épais.

IV. Le horst Metz-anticlinal d'Éply-Sarre est mis en évidence par la faille de Metz connue sur plus de 150^{km}. Il prolonge la zone permienne éruptive du Nord de la Sarre dont les assises sont surélevées par rapport aux grès werféniens effondrés de la Prims-Mulde.

En Lorraine comme en Sarre, le Permien se relève et dessine l'anticlinal d'Éply-Pont-à-Mousson. A nouveau, ce compartiment en relief comporte une série secondaire dont la puissance, réduite, passe par un minimum selon l'axe du pli.

V. Les autres accidents : synclinal de Landroff, anticlinal de Morhange, synclinal de Sarreguemines, correspondent à un régime de plis de dômes et de cuvettes très atténués qu'on trouve entre le Sud-Est de l'anticlinal d'Éply et la bordure des Vosges. Le synclinal de Sarreguemines correspond encore une fois à un maximum de puissance des couches.

En résumé, les zones surélevées ou abaissées du Secondaire prolongent en plan et épousent par leurs dislocations des anticlinaux ou des horsts du Paléozoïque. Cette coïncidence s'accompagne de variations dans la série secondaire, chaque unité s'opposant à sa voisine par ses caractères stratigraphiques.

GÉOLOGIE. — *Le Robinet de Donzère : ses relations avec la physiographie et la séismicité du Tricastin* (*Drôme*). Note de M. **Octave Mengel**, présentée par M. Charles Jacob.

Invité par l'abbé Louis Boisse, auteur d'une monographie des séismes du Tricastin ([1]), à étendre à cette région mon étude de séismo-tectonique ([2]), les trois accidents suivants fixèrent plus particulièrement mon attention.

1° *Faille d'Argelas.* — C'est la chute brusque, à l'Ouest de Roussas, du faisceau anticlinal urgonien qui, de Viviers et de Donzère, va, vers l'Est-Sud-Est, s'ennoyer avec ce qui reste de sa couverture d'Aptien et d'Albien, sous l'Oligo-miocène de Clansayes et de Chantemerle.

Sur le front Est des pics 386 et 395, l'Urgonien descend, par faille Nord-Sud, à la côte 200; il s'agit de failles en gradins dont l'une, comprise entre les fermes Lucas et Deloulle, m'a permis de voir sous l'Oligocène, un affleurement d'Urgonien, à miroir de friction, criblé de perforations de lithophages. L'accident est donc ici *anté-oligocène*.

2° *Col des Mattes.* — On nomme ainsi le col boisé ouvert entre la serre des pics 386, 395 et le pic de Montchamp. On a, vraisemblablement là, un ancien pertuis qui est devenu col par apport dans sa partie axiale transverse de déjections rocailleuses en provenance des versants latéraux. La carte géologique n'en fait pas état, et cependant ces dépôts s'étalent sur 2^{km} de longueur et atteignent au col la cote 140, soit 20^{m} d'altitude de plus que celle des galets alpins des terrasses des Trappistines et de Donzère. Pour le lecteur de la carte, où les poudingues de ces terrasses, constitués par des quartzites avec de rares galets calcaires impressionnés, sont figurés en continuité sous la notation $p^{1\bar{7}}$, il n'y a pas de doute que le transport de ces galets se faisait par le pertuis des Mattes. Je crois qu'il en était bien ainsi au Pliocène supérieur. Je n'ai remarqué sur les flancs de la trouée aucun dépôt post-crétacé antérieur à celui des quartzites et aucune trace d'érosion fluviale. Si j'en juge par le plongement vers l'Est des strates du pic 395, on aurait là une cassure en V, par chute du voussoir portant ce pic vers la fosse oligo-miocène. Il s'agirait donc d'un accident tectonique *post-miocène*.

([1]) *Les tremblements de terre dans la Drôme et spécialement dans le Tricastin*, 32 pages, Nogent-le-Rotrou, 1936.

([2]) Octave Mengel, *Bur. Cent. séismol. Int.*, Strasbourg, série B, Monographies, fasc. 3, 74 pages, Toulouse, 1929.

3° *Robinet de Donzère.* — Il est admis, avec raison, que la cluse ainsi dénommée est le résultat d'une faille. Mais ici encore c'est une faille double. Les falaises entre lesquelles coule le Rhône présentent les traces d'un creusement progressif d'une trentaine de mètres. Je n'ai pas vu de témoins d'un passage *pliocène* de galets alpins. Par contre, j'ai trouvé au-dessus de la falaise de la rive gauche, à la cote 175, au T du mot Terras, soit à près de 120 mètres au-dessus du Rhône, une traînée de ces galets quartzeux reposant sur des calcaires vacuolaires criblés de cavités laissées par dissolution de Cérithes (Miocène de la Carte).

Quoi qu'il en soit, l'ouverture du Robinet de Donzère — probablement synchronique des manifestations volcaniques de Rochemaure et de l'extrusion du rocher de Pierrelatte, si curieux par ses miroirs de friction — a vidé la dépression de Montélimar d'une partie des quartzites qui s'y étaient accumulés au cours du lent effondrement relatif qui l'avait provoquée à la fin du Miocène avec accentuation au début de l'Astien. C'est ainsi que s'expliqueraient, d'une part, la présence de galets à la cote 175, ainsi que les terrasses de la cote 120 et aussi la formation de la plaine alluvionnaire, inclinée de Montélimar au Teil, au fur et à mesure du creusement de 30 mètres, au début du Quaternaire, du seuil du Robinet.

En résumé, le promontoire urgo-aptien qui sépare les deux dépressions jumelles de Montélimar et de Pierrelate aurait subi un mouvement basculaire vers l'Est, propagé d'Est à Ouest, en trois temps : le premier antéoligocène, le second post-oligocène et le troisième pléistocène.

C'est à la persistance de la tendance au plongement de ce voussoir vers l'Est que seraient dus les séismes qui agitent le Tricastin, précisément dans la région *faillée en profondeur* de Roussas-Valaurie, que la monographie de l'abbé Boisse décèle comme aire épicentrale.

ENTOMOLOGIE. — *Modifications du rythme des battements cardiaques chez les larves du* Doryphora (Leptinotarsa decemlineata *Say.*) *suivant les* Solanum *dont elles se nourrissent.* Note [1] de MM. **B. Trouvelot** et **G. Busnel.**

Au cours de nos recherches sur les facteurs de la résistance de certains hybrides de *Solanum* à l'attaque du Doryphora, nous avons signalé que les

[1] Séance du 22 novembre 1937.

larves de cet insecte qui consomment les feuilles du *S. demissum* présentent divers caractères de comportement laissant supposer que cette plante résiste à leur attaque en raison d'un principe localisé dans la feuille et toxique pour l'insecte ([2]). Certains poisons organiques agissant sur le rythme des mouvements du cœur, il était intéressant d'examiner ces derniers.

Les battements du vaisseau dorsal des larves furent observés au binoculaire. Comme leur fréquence varie beaucoup avec la température, pour éliminer l'influence perturbatrice d'un milieu extérieur continuellement changeant, nous avons procédé en comparant entre elles des larves identiques, élevées par petits groupes de six dans la même ambiance, mais différemment nourries.

Les larves des deux premiers groupes reçurent une distribution alimentaire normale, soit en feuilles de *S. tuberosum*, soit en feuilles de *S. demissum*: comme sur cette dernière plante, l'alimentation prise est toujours très faible, un troisième groupe fut constitué par des larves rationnées de manière à ne leur faire absorber en *S. tuberosum* que des quantités analogues à celles prises par les individus vivant sur *S. demissum*. Enfin, dans un quatrième groupe, les individus furent gardés à jeun.

Si, pendant trois jours, l'on compare le rythme des battements des individus (3e âge) vivant les uns sur *S. demissum*, les autres sur *S. tuberosum*, on constate chez les premiers un abaissement notable de ce rythme, qui se caractérise par les chiffres suivants :

	Temps écoulé depuis la première ingestion de *S. demissum*.					
	30 min.	1 h. 30.	2 h. 30.	3 h. 30.	27 h. 30.	51 h. 30.
Taux des abaissements extrêmes (%)	8–10	10–15	11–16	12–29	39–44	15–58
Moyenne des abaissements (%)	9	12	14	18	42	40

Le tableau montre que la réaction est bien accusée et a, surtout au début, une intensité très analogue pour les divers individus. Les relevés détaillés avec courbes, que nous avons, indiquent en outre que l'abaissement ne suit pas immédiatement l'ingestion, mais devient sensible une demi-heure après elle ; ensuite, il s'accroît rapidement, puis se ralentit à nouveau.

Les abaissements notés sont bien en rapport avec l'absorption de *S. demissum* et non avec le jeûne partiel présenté par les larves vivant sur

([2]) B. Trouvelot, Lacotte, Dussy et Thenard, *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 355.

cette plante, car la réaction ne se rencontre chez les larves témoins sous-alimentées avec *S. tuberosum*, ou gardées à jeûn qu'après un délai de 40 heures et quand elles sont en pleine inanition.

L'examen des quantités de feuilles ingérées par chaque individu au début des essais n'indique pas une proportionnalité entre celles-ci, qui sont assez variables (de 3 à 10^{mm^2}), et les intensités des abaissements qui sont très constantes. Les substances semblent agir, au début du moins, plus qualitativement que quantitativement, avec toutefois un minimum d'ingestion nécessaire.

A partir de 12 heures de vie en s'alimentant avec *S. demissum*, les larves présentent de fréquents arrêts des battements cardiaques dont les durées sont le plus souvent comprises entre 3 et 20 secondes ; le phénomène ne se rencontre pas chez les divers témoins.

Les larves remises sur *S. tuberosum* après 36 heures de vie sur *S. demissum* reprennent leur physiologie normale, mais plus lentement que les témoins sous-alimentés (délais de 12 à 24 heures). Si les essais durent 50 heures, la reprise d'activité a encore lieu, mais avec une lenteur plus grande et elle cesse de s'observer chez les témoins sous-alimentés.

Enfin les larves élevées sur les hybrides *S. demissum* × *S. tuberosum*, qui se rapprochent du premier parent, présentent les mêmes troubles cardiaques, mais avec une intensité moins grande.

En conclusion, l'observation du rythme des battements cardiaques apporte un élément de plus montrant que dans les feuilles du *S. demissum* se trouve un principe toxique pour les larves du *L. decemlineata*, poison tendant à réduire le métabolisme général des individus, à mettre ceux-ci en vie ralentie. Son action est assez rapide, mais sa durée est courte ; des effets cumulatifs sont possibles dans les cas d'ingestions répétées.

Les intéressantes propriétés du *S. demissum* peuvent se retrouver partiellement dans le feuillage d'hybrides *S. demissum* × *S. tuberosum*.

ZOOLOGIE. — *Morphogénèse de la mosaïque cristalline externe dans le squelette tégumentaire des Décapodes Brachyoures.* Note de M. **Pierre Drach**, présentée par M. Charles Pérez.

J'ai indiqué (¹) les grandes lignes de l'édification des textures cristallines dans l'épaisseur du squelette tégumentaire, chez les Décapodes

(¹) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 249.

brachyoures. Les formations de calcite apparaissent successivement dans les diverses strates de la chitine, à partir des strates les plus externes de la couche pigmentaire et de la couche principale, formant ainsi une superposition de mosaïques cristallines. Mais la cristallisation n'est pas simultanée dans toute l'étendue d'une strate; bien avant qu'une strate soit holocristalline, il apparaît de larges zones cristallisées dans les strates suivantes. Aussi le problème le plus intéressant de la cristallogénèse est-il celui de la succession des développements cristallins dans une même strate.

J'ai suivi d'heure en heure chez *Carcinides mænas* (Linné), *Cancer pagurus* Linné et *Xantho floridus* (Montagu), la construction de la première mosaïque cristalline, celle qui, commencée peu de temps après la mue, occupe la zone la plus externe de la couche pigmentaire, immédiatement au-dessous de l'épicuticule. Je l'appelle pour cette raison *mosaïque cristalline externe*. C'est la seule dont le développement puisse être facilement suivi sur toute la surface du squelette tégumentaire; c'est d'ailleurs celle dont l'existence est la plus générale chez les Crustacés, car elle seule se rencontre dans les groupes autres que les Décapodes, où l'épaisseur du squelette est beaucoup plus réduite. Je ne donnerai ici que les caractéristiques les plus générales de son développement.

I. *Premières plages cristallines.* — Les premiers éléments cristallins apparaissent en des zones déterminées, qui sont les mêmes pour les espèces observées : la partie antérieure du rebord frontal de la carapace, et sur les premiers péréiopodes les denticulations des mors de la pince.

L'intervalle de temps qui sépare la fin de l'exuviation et l'apparition des premières plages cristallines, est, pour une espèce donnée, fonction de la taille de l'individu; il est d'autant plus court que ce dernier est plus petit. Parmi les facteurs externes qui peuvent agir sur cet élément et d'une façon générale sur la vitesse des développements cristallins, le plus important est la température. Chez *Carcinides mænas*, pour des individus de même taille, cet intervalle de temps est doublé quand la température de l'eau passe de 18° (Roscoff, fin d'août) à 12° (Roscoff, début de novembre).

D'une espèce à l'autre il y a (pour des individus de taille analogue) des différences importantes; à 16°, l'apparition des premières plages cristallines commence 4 heures après la mue chez un *Cancer pagurus* de 50^{mm}, seulement 10 heures après chez un *Carcinides mænas* de taille équivalente.

II. *Ordre de cristallisation dans les différentes parties du squelette tégumentaire.* — Le développement de la première mosaïque cristalline com-

porte chez toutes les espèces étudiées un décalage important (plusieurs jours) entre le squelette tégumentaire externe d'une part, les parois pleurales de l'endosquelette de l'autre. Dans le squelette tégumentaire externe (carapace, sternites thoraciques, tergites abdominaux, articles des péréiopodes) la mosaïque commencée quelques heures après la mue est achevée en 24 ou 48 heures. Sur les parois pleurales, les endopleurites et les endosternites, elle ne débute que plusieurs jours après la mue et son développement peut s'étendre sur plusieurs semaines.

Si dans l'ensemble les développements cristallins se poursuivent synchroniquement dans les différentes régions du squelette tégumentaire externe, les premières plages cristallines y sont apparues successivement et dans un ordre bien déterminé; aussi, au bout de quelques heures, ces régions apparaissent-elles avec des densités cristallines très diverses, qui traduisent des retards plus ou moins grands dans la cristallogénèse.

D'une manière générale, il y a dans les différentes pièces du squelette tégumentaire externe, progression des développements cristallins dans le sens antéropostérieur. Cette progression est très marquée dans le bouclier dorsal; on la retrouve dans les branchiostégites, dans les sternites thoraciques et les tergites abdominaux. Elle est moins nette dans les péréiopodes; toutefois les pinces présentent une avance marquée sur les appendices suivants.

Dans chaque pièce constitutive du squelette, il y a un plan de développement constant de la mosaïque cristalline; à partir des premières plages la cristallisation progresse suivant une ou plusieurs directions privilégiées. Je ne puis entrer ici dans le détail de ces processus et je mentionnerai seulement la cristallisation précoce des régions à forte courbure par rapport aux régions voisines (la rapide cristallisation des condyles articulaires n'en est qu'un cas particulier).

III. *Texture cristalline et vitesse de développement.* — Dans les zones de cristallisation précoce, les cristaux naissent simultanément en des points très rapprochés et donnent rapidement des plages continues à texture allotriomorphe, formées de très petits éléments. Dans les zones de cristallisation plus tardive, les cristaux apparaissent en des points plus espacés; aussi ont-ils la possibilité de se développer plus longtemps; ils donnent finalement des plages à plus grands éléments dont la texture est hypidiomorphe ou allotriomorphe selon la vitesse plus ou moins grande du développement.

Ces considérations font entrevoir comment la morphologie des mosaïques

cristallines peut traduire certaines particularités de leur genèse. Il est toutefois un caractère remarquable de ces mosaïques que les données précédentes ne permettent pas d'expliquer : c'est la variété des textures et l'hétérochronie de la cristallogénèse dans des régions d'étendue limitée d'une même pièce squelettique. Il faudra, pour expliquer ces faits, faire intervenir les différenciations variées du substratum chitineux, en relation avec les catégories cytologiques des épithéliums sous-jacents.

HISTOLOGIE. — *Sur les vaisseaux pulmonaires à fibres striées des petits Mammifères.* Note de M. **Albert Guieysse-Pellissier**, présentée par M. Maurice Caullery.

J'ai montré (¹) qu'il existe, chez le Rat et la Souris, de gros vaisseaux dans le poumon, dont la paroi est formée de fibres striées; j'ai retrouvé cette structure chez plusieurs animaux de petite taille (Arvicole, Lérot, Belette, Pipistrelle). Il s'agirait donc là d'un fait général. Chez des animaux plus grands, tels que le Cobaye, le Hérisson, le Furet, ces gros vaisseaux ne présentent de fibres musculaires striées que dans leur parcours extrapulmonaire, du cœur au hile; dans le poumon même, il n'y en a plus; j'en ai cependant rencontré une fois, à titre exceptionnel, chez un Cobaye. Chez le Chat et le Lapin, il n'y en a pas trace.

Lorsque j'ai trouvé ces vaisseaux, chez le Rat et la Souris, sur des coupes du poumon, j'ai cru avoir affaire à des artères et c'est sous cette épithète que je les ai désignés dans ma première Note. Ensuite, pour déterminer leur origine exacte, j'ai étudié des coupes en série et, à ma grande surprise, j'ai pu me rendre compte qu'ils représentent un prolongement de l'oreillette gauche et qu'il s'agit donc là du système veineux et non du système artériel.

Sur des coupes en série, chez la Souris, on voit que l'oreillette gauche se prolonge au-dessus du cœur en un canal de coupe circulaire, aussi large que l'oreillette elle-même, moins un prolongement latéral qui représente l'auricule. Ce large canal, dont la structure est identiquement la même que celle de l'oreillette, se divise, après un court trajet, en deux branches horizontales de même calibre, qui s'accolent bientôt aux deux grosses bronches; les divisions se continuent en suivant celles des bronches, deux à gauche,

(¹) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 85.

trois à droite; chaque branche pénètre directement dans chaque lobe et le parcourt de part en part en ligne droite, presque jusqu'à l'extrémité. Sur les 3/4 environ de sa longueur, ce gros vaisseau présente une tunique formée de fibres musculaires striées ainsi que je l'ai décrit dans ma première Note. Le long de ce gros vaisseau, on voit, de place en place, l'amorce de vaisseaux ne présentant plus de fibres musculaires, mais seulement une paroi fibreuse d'une minceur extrême; ce sont en somme des capillaires d'un calibre considérable. On peut donc dire que, chez la Souris, il n'y a pas de véritables veines pulmonaires, mais que les capillaires s'abouchent directement dans une expansion du cœur. Il y aurait là une sorte de *cœur pulmonaire*.

Les faits sont encore plus saisissants chez la Pipistrelle, où les parois sont plus épaisses, formées d'un plus grand nombre de fibres; de plus, le canal se divise en plusieurs larges branches.

Chez le Rat blanc, dans le poumon, le gros canal n'est pas rectiligne, il se divise rapidement en branches de petit calibre garnies souvent d'une seule rangée de fibres striées.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Étude biochimique des lipides et des substances réductrices chez le* Leptinotarsa decemlineata *Say*. Note de M. **René-Guy Busnel**, présentée par M. Paul Portier.

Les travaux de Andrée Drilhon (¹) sur les Lépidoptères ont montré que chez ces insectes, la richesse en lipides variait avec les stades et les âges des individus; la plus grande teneur en acides gras s'observant aux derniers stades larvaires, l'imago offrant une diminution progressive de ces réserves. Ces constituants du milieu intérieur sont utilisés, d'après les auteurs, à la transformation nymphale et paraissent indispensables à l'évolution normale de cette phase biologique.

Il était intéressant de reprendre cette étude chez un Coléoptère, le *Leptinotarsa decemlineata* Say, et de préciser dans sa biologie, les indices biochimiques en relation avec les grandes phases de son évolution.

La méthode analytique fut celle adaptée aux recherches chez les insectes, par A. Drilhon.

Dans une première série d'essais, nous avons envisagé les variations des

(¹) *Thèse*, Paris, 1931.

lipides avec les différents stades biologiques. Les résultats sont consignés dans le tableau suivant, qui donne les points de repères essentiels.

		Larve					
	Œuf.	à l'éclosion.	au 2e stade.	au 3e stade.	au 4e stade.	Nymphe.	Insecte parfait.
Acides gras (totaux %).	7,31	4,64	2,61	1,59	3,74	3,45	1,54
Substances insaponifiables (%)	2,60	2,219	1,10	0,49	1,09	0,86	0,60

On constate un maximum de la teneur en lipides dans les œufs, puis un abaissement progressif jusqu'au 3e stade larvaire. Au 4e stade qui correspond à la période de plus grande alimentation et à la préparation à la nymphose, on assiste à un accroissement de ces matières de réserves. Pendant la métamorphose, les lipides sont utilisés dans le travail de remaniement des organes, si bien que l'insecte parfait en est à peu près dépourvu.

L'imago va achever son développement, et au cours de cette période il va s'alimenter beaucoup. Si l'on suit le comportement de ses lipides on obtient les chiffres du tableau ci-dessous :

Age de l'insecte parfait.	Teneur en acides gras totaux %.	Activité biologique.
1 mois	4,94	Grande alimentation estivale.
3 »	14,99	Entrée en repos hivernal.
6 »	12,6	Repos hivernal.
8 »	3,27	Sortie printanière du sol, maturité sexuelle.
9 »	9,63	Grande alimentation. Début de la ponte.
10 »	2,72	Vieillesse.

Les dosages montrent que la teneur en acides gras s'élève rapidement pour atteindre son maximum en période préhibernale. Au cours de l'hiver, la consommation des réserves est faible et progressive. Au début du printemps, correspond une chute rapide de la teneur en lipides (dont l'importance est cependant moins faible que celle observée au cours de la vie larvaire). Elle est en relation avec la fin de l'enfouissement et la maturité.

Dès que les insectes se nourrissent activement, les lipides sont rapidement reconstitués, leur enrichissement atteignant les deux tiers de ce qu'il était avant l'hiver, celui-ci étant moindre à cette époque chez les

femelles. Les organes génitaux sont mûrs, les accouplements et la ponte ont lieu, et simultanément s'observe une nouvelle baisse dont le maximum correspond à la période de vieillissement.

D'après les travaux du même auteur, les glucides jouent un rôle important, très comparable à celui des lipides, dans la biochimie, et par conséquence, dans la biologie des insectes; nous avons trouvé que le sens des variations de ces corps chez le *L. decemlineata* était ainsi identique à celui signalé chez les Lépidoptères.

On assiste à une accumulation croissante de glucides chez la larve dont le maximum atteint 3,75 pour 1000 au stade prénymphal. Au cours de la nymphose, l'utilisation progressive de ces corps amène à constater chez l'adulte, la teneur assez faible de 1,37 pour 1000.

En conclusion, on retrouve chez le Coléoptère *L. decemlineata* la même intensité d'activité biochimique (accumulation, puis utilisation des matières de réserve) que celle signalée chez les Lépidoptères. Les périodes de maxima des teneurs de ces corps sont celles précédant les phases de transformation (nymphose), de repos (hibernation) ou d'activité génitale.

La connaissance de la richesse de ces corps chez l'insecte offre un très bon test pour en mesurer le bon état physiologique à un moment donné.

EMBRYOLOGIE. — *L'origine des* myotubes secondaires *chez les embryons de Mammifères*. Note de M. **René Couteaux**, présentée par M. Paul Marchal.

On considère comme établi, depuis les recherches systématiques de Mac Callum (1898) sur le sartorius humain et de Morpurgo (1899) sur les muscles du Rat, que le nombre des fibres musculaires striées s'accroît encore beaucoup dans les phases tardives du développement embryonnaire des Mammifères et même au delà de la naissance. Autour des fibres embryonnaires à noyaux axiaux, qui forment les premières ébauches des muscles striés et que Tello a décrites sous le nom de *myotubes primaires*, apparaissent à une certaine époque du développement de nouvelles fibres ou *myotubes secondaires*, adhérant étroitement aux précédentes.

L'origine de ces myotubes secondaires, et plus généralement de toutes les fibres musculaires striées qui se forment dans les phases tardives du développement, a été l'objet de nombreuses controverses.

Des diverses hypothèses émises nous ne rappellerons ici que les deux principales.

Tello (1917, 1922) [1], tout en signalant certaines erreurs de Weissmann (1861) et de Felix (1889), défend comme eux l'opinion que les myotubes secondaires résultent du clivage longitudinal des myotubes primaires. Ses conclusions s'appuient sur l'examen de coupes d'embryons de Poulet et de divers embryons de Mammifères.

Morpurgo chez le Rat, puis Meves (1909) [2] chez l'embryon de Poulet affirment au contraire qu'il n'y a pas de clivage, mais que les fibres apparues secondairement se forment aux dépens d'éléments indifférenciés. Ajoutons que cette seconde conception trouve un sérieux appui dans les travaux de Mlodowska (1908), Schmidt (1927) et Katznelson (1934-1936) sur la *mesenchymale Myogenese* des Vertébrés.

La question de l'origine des myotubes secondaires restant ainsi en suspens entre des interprétations absolument opposées, nous en avons repris l'étude chez les embryons de Mammifères.

Nos observations ont porté sur divers muscles striés du tronc et des membres chez des embryons de Souris, de Cobaye et d'Homme.

Le mode de formation des myotubes secondaires nous a paru identique dans les trois espèces considérées et indépendant de la nature du muscle étudié.

Il n'est pas possible dans le cadre de cette courte note de décrire par le menu l'aspect du muscle strié à diverses phases de son histogénèse, aussi nous contenterons-nous d'indiquer ici très brièvement l'enchaînement des principaux phénomènes, tel que nous l'a suggéré l'examen de nos préparations.

En suivant le même muscle aux différents stades de son développement embryonnaire, on constate toujours à la phase de son histogenèse précédant l'apparition des myotubes secondaires que de petites cellules interstitielles, pourvues d'un noyau généralement très chromophile, viennent s'appliquer sur les myotubes primaires et se multiplier par mitose à leur surface.

Ces éléments indifférenciés, dont le nombre s'accroît rapidement, tendent à revêtir l'exoplasme de chaque fibre primaire d'une sorte de gaine; on les voit par la suite augmenter de taille et devenir nettement fusiformes, leur grand axe se disposant parallèlement à celui des fibres qui les portent. Quelques-uns d'entre eux, jusqu'alors uninucléés, acquièrent à ce moment par la division répétée de leur noyau une constitution syncytiale. Nous n'avons jamais observé de mitose au cours de cette multiplication nucléaire; en revanche, le mode de groupement des noyaux et

---

(1) *Zeitschr. f. Anat. u. Entwicklungsgesch.*, 64, 1922, p. 348.
(2) *Anat. Anz.*, 34, 1909, p. 161.

quelquefois même les incisures profondes de certains d'entre eux imposent l'idée de divisions directes. L'allongement considérable de ces cellules, dont les noyaux continuent de se multiplier, et d'autre part l'apparition de myofibrilles à la périphérie de leur cytoplasme achèvent d'en faire des myotubes typiques; ils ne diffèrent plus alors des myotubes primaires que par l'exiguïté de leur calibre et par la distance qui sépare encore leurs extrémités des deux fasciae d'insertion ([3]).

Ils correspondent en tous points à ces myotubes secondaires disposés en couronne autour des myotubes primaires, et dont Tello a donné une description si précise.

Les phénomènes que nous venons de rapporter rendent compte de la formation des myotubes secondaires sans recourir à l'hypothèse du clivage longitudinal des fibres déjà différenciées, hypothèse en faveur de laquelle aucun auteur n'a jusqu'à maintenant fourni d'argument vraiment convaincant, en ce qui concerne du moins l'histogénèse normale, et que nous n'avons, pour notre part, jamais pu vérifier.

Pour ce qui est des amas de noyaux signalés par Tello dans l'axe de certains myotubes primaires et qui annonceraient, selon cet auteur, un clivage longitudinal, nous n'avons rencontré de tels aspects que dans des fibres en voie de sarcolyse.

Bien que notre description se rapporte exclusivement aux myotubes secondaires d'embryons de Mammifères, elle s'accorde, dans son ensemble, avec celles que Morpurgo et Meves ont données du mode de formation des nouvelles fibres, le premier chez des rats nouveau-nés ou très jeunes, le second chez l'embryon de Poulet; elle s'en écarte toutefois sur certains points que nous envisagerons dans une publication ultérieure. Dès maintenant, en nous bornant au matériel que nous avons personnellement étudié, nous croyons pouvoir conclure que les myotubes secondaires résultent de la différenciation de cellules uninucléées qui s'allongent à la surface des myotubes primaires, deviennent multinucléées par la division répétée de leur noyau et acquièrent secondairement des myofibrilles.

([3]) Bien avant qu'elles soient insérées, les nouvelles fibres présentent à chacune de leurs extrémités un renflement terminal assez net, précédé de quelques noyaux. L'aspect de leurs extrémités, même encore libres, se rapproche donc beaucoup de celui que présentent les myotubes primaires au voisinage de leur insertion.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur un dispositif (gouttes d'eau dans un liquide non miscible) pour des recherches d'embryologie et de cytologie expérimentale.* Note de M. **Serge Tchakhotine**, présentée par M. Maurice Caullery.

Dans la cytologie expérimentale, comme dans la physiologie du développement, le progrès dépend aujourd'hui essentiellement des techniques employées; plus précisément, des techniques non seulement propres à expérimenter sur les objets, mais aussi permettant de maintenir ceux-ci en vie après les expériences, et de les observer pendant un temps qui, plus il est long, plus il permet de tirer des conclusions décisives sur la valeur de l'expérience considérée. La possibilité de maintenir les cellules ou les embryons dans des conditions constantes de milieu, température, etc., est une condition *sine qua non* du succès. Si l'on a affaire, comme il est fréquent, à des objets microscopiques, il est évident que les récipients les contenant doivent être minuscules, pour permettre toujours facilement de les repérer pour l'observation; la quantité du milieu, presque toujours liquide, doit donc aussi être minime. Mais à cette nécessité correspondent toujours deux dangers : c'est que, d'un côté, le liquide, s'évaporant facilement, peut changer rapidement de composition, par exemple, en devenant trop concentré, en ce qui concerne son contenu en sels, dans le cas d'objets marins; d'autre part, le métabolisme des objets qui y sont contenus et qui respirent, excrètent, etc., peut aussi contribuer au changement du milieu et même mener vite à une auto-intoxication des organismes en expérimentation, par leurs propres déchets. Enfin les techniques assurant la conservation en vie doivent être assez simples pour permettre des manipulations rapides et sûres, condition essentielle pour faire des expériences en grand nombre et en série.

Il y a déjà plusieurs années que je me sers d'une technique spéciale dans ce but, élaborée lors de mes recherches sur la micropuncture ultraviolette (¹) et complétée récemment, à la Station zoologique de Wimereux, par des observations sur du matériel embryologique marin (²).

(¹) *Comptes rendus*, **171**, 1920, p. 1237; *Boll. Soc. ital. Biol. sper.*, **3**, 1928, p. 182; *Die Mikrostrahlstichmethode* etc., dans *Abderhaldens Handb. d. biol. Arb.-meth.*, Abt. V, Tl **10**, 1935, p. 931.

(²) MM. Comandon et de Fonbrune ont attiré mon attention sur le fait qu'eux aussi se sont servis d'une technique analogue, en employant une goutte de sang de Grenouille recouverte d'huile de vaseline, pour filmer les évolutions d'une hémogrégarine. Voir *C. R. Soc. Biol.*, **111**, 1932, p. 999.

Les *chambres postopératoires*, ou d'incubation, sont réalisées comme suit : sur le fond d'une lame creuse, je dépose, avec une micropipette à bouche ([3]), une ou plusieurs rangées de gouttes minimes du milieu liquide ([4]), par exemple, de l'eau de mer. La grandeur de ces gouttes varie et peut ne pas dépasser un diamètre de $0^{mm},5$. On verse ensuite au-dessus une couche d'huile de paraffine, qui empêche les gouttes de s'évaporer, qui maintient donc leur concentration constante, et qui permet aussi d'introduire dans la goutte, l'objet, au moyen d'une micropipette. L'oxygène, nécessaire à la respiration des objets, pénètre sans aucun inconvénient à travers la mince couche d'huile de paraffine. Pour éviter l'accumulation des produits du métabolisme dans la goutte d'eau, on n'a qu'à transporter les objets, de temps à autre, au moyen d'une micropipette, de la goutte où on les a déposés, dans une nouvelle goutte de milieu frais, qu'on peut tenir préparée dans des ampoules stérilisées, ou à la glacière. De même pour la nourriture, par exemple, pour des larves écloses, on peut l'introduire, à volonté, dans la goutte par la micropipette. Toutes ces manipulations, exécutées sous une loupe binoculaire, sont d'une extrême simplicité et exigent un temps minime. C'est ainsi que j'ai pu observer, dans des gouttes disposées de la sorte, des œufs d'*Oursin* fécondés et se développant, depuis les premiers stades jusqu'au stade de pluteus parfaitement différencié et qui y vécurent plus de deux semaines. Les œufs des Lamellibranches, *Pholas candida* et *Pholas crispata*, se sont développés dans ces gouttes jusqu'au stade veliger et y vécurent plusieurs jours. De même les œufs de l'Annélide Polychète *Sabellaria*.

Dans ce dernier cas, on a pu suivre tous les stades du développement jusqu'à la larve trochophore, qui a différencié parfaitement ses soies larvaires, s'est transformée en une larve de quatre segments et y a vécu encore environ trois semaines. Tout ceci sans introduction de nourriture et en ne faisant qu'un seul transport dans une goutte fraîche. En trouvant de la nourriture appropriée et en changeant le milieu plus fréquemment, il serait possible, à mon avis, de prolonger la survie encore beaucoup plus. J'ai pu suivre aussi, dans ces gouttes, le développement d'un Nématode, *Pelodera pellio*, parasitant la musculature du Lombric, qui, au cours de 48 heures, fait toute son évolution embryonnaire et éclôt. J'ai utilisé enfin ces *chambres à gouttes* aussi pour des expériences de tératologie, en y

(3) S. Tchakhotine, *Ann. de Protistologie*, 5, 1936, p. 4.
(4) S. Tchakhotine, *Bull. Soc. franç. Microscopie*, 4, 1935, p. 138.

plaçant des œufs d'Oursin et de Pholades, opérés, soit mécaniquement, soit par ma micropuncture ultraviolette et en suivant les effets qui se manifestent pendant le développement. Les chambres à gouttes servent aussi à l'observation de toutes espèces de Protozoaires, normaux et opérés, d'Algues, Champignons etc.

BIOLOGIE. — *Observation de l'accouplement chez une espèce de Mysis,* Praunus flexuosus. Note [1] de M. **Henri Nouvel**, présentée par M. Charles Pérez.

Il semble bien que l'accouplement n'ait jamais été observé chez les Crustacés appartenant à l'ordre des Mysidacés. En tout cas, aucun auteur n'en fait mention.

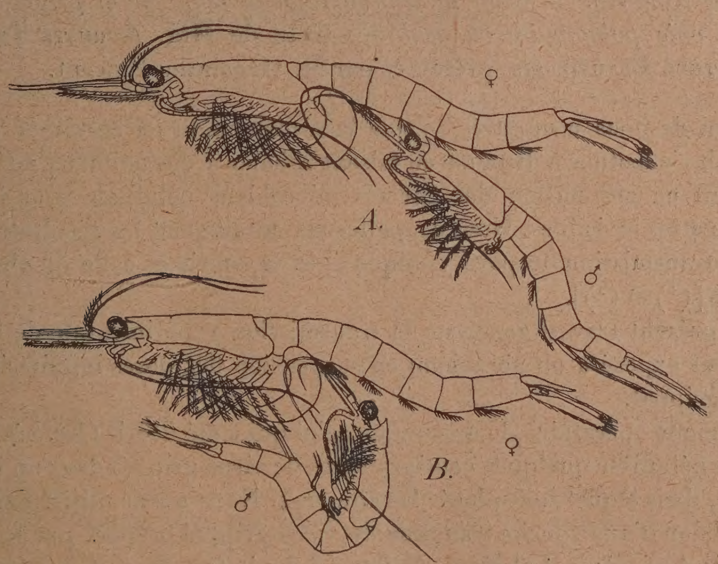
Je suis parvenu à observer l'accouplement chez *Praunus flexuosus* (Müll.) en procédant de la façon suivante : j'ai isolé, d'une part, des femelles ovigères préparant une nouvelle ponte et, d'autre part, des mâles mûrs, facilement reconnaissables, car les spermatozoïdes forment un amas laiteux dans les spermiductes et surtout dans l'ampoule terminale. J'avais déjà observé, sur des femelles isolées, que celles-ci muent quelques heures au plus tard après l'éclosion des larves qui a toujours lieu vers minuit (au mois d'août). En l'absence de mâles, la ponte s'accomplit et est toujours terminée deux ou trois heures après la mue de la femelle. Il était donc évident que l'accouplement se produit immédiatement après la mue de la femelle. J'ai donc placé des femelles, immédiatement après leur mue, en présence de mâles mûrs. L'accouplement se produit dans ces conditions.

Il ne semble pas que les mâles sentent à distance les femelles qui viennent de muer, mais, quand au hasard de ses déplacements, un mâle rencontre une telle femelle, il nage activement autour de celle-ci, se place au-dessous d'elle et vient appliquer l'extrémité de ses écailles antennaires dans le creux situé entre la poche incubatrice de la femelle et le premier segment abdominal (*fig.* A). Les antennules du mâle sont appliquées de chaque côté de la poche incubatrice de la femelle. Le mâle reste quelques secondes dans cette position, le couple nageant de compagnie. Puis, brusquement, le mâle arquant son thorax, reploie la partie

(1) Séance du 29 novembre 1937.

antérieure de son abdomen contre la face ventrale de son thorax, tandis qu'il relève au contraire la partie postérieure de son abdomen de façon que celle-ci reste parallèle à la direction générale de la femelle (*fig.* B). Le mâle émet son sperme et quitte immédiatement la femelle. Ce deuxième temps de l'accouplement dure, à peine, 1/3 de seconde. Une même femelle peut subir l'accouplement trois ou quatre fois de suite, mais avec des mâles différents : je n'ai jamais vu, en effet, un mâle s'accoupler deux fois dans la même soirée.

Les grands pléopodes du mâle (quatrième paire) ne jouent certainement aucun rôle dans le transfert du sperme : il m'a bien paru qu'ils jouaient seulement le rôle d'organes d'accrochage et que l'animal s'en servait pour saisir les pléopodes de la femelle. On sait d'autre part ([2]) que la femelle produit par son déplacement et à l'aide de ses appendices thoraciques, et



Les deux temps de l'accouplement chez *Praunus flexuosus* (Müll.).

plus particulièrement les exopodites, un appel d'eau d'arrière en avant, d'avant en arrière et de bas en haut vers sa poche incubatrice. En tout cas, le sperme éjaculé par le mâle n'est pas déposé dans la poche incubatrice

([2]) H. Graham Cannon et S. M. Manton, *Transact. of the Roy. Soc. Edinburgh*, 55, 1927, p. 219.

mais émis à une certaine distance de celle-ci. Il y pénètre, sans doute, grâce à un courant d'eau produit par les appendices de l'un et l'autre sexe.

L'accouplement en aquarium ne réussit bien qu'en lumière diffuse; pour cela j'interposais une feuille de papier blanc entre la source lumineuse et l'aquarium.

Quelques instants après l'accouplement (15 à 30 minutes), la femelle pond. A partir de ce moment, les mâles ne s'en approchent plus ou, en tout cas, la femelle les évite.

Il est remarquable que les mâles ne s'accouplent jamais avec des femelles qui n'ont pas d'œufs mûrs dans l'ovaire, même lorsqu'elles viennent de muer après avoir incubé une ponte.

BACTÉRIOLOGIE. — *Essai de transmission aérienne de la grippe au furet par voie pulmonaire ou oculaire.* Note de MM. **Auguste Trillat** et **Arthur Beauvillain**, présentée par M. Hyacinthe Vincent.

L'un de nous a montré ([1]) que la transmission de certaines maladies pouvait s'effectuer à distance en faisant inhaler à des animaux de l'air renfermant en suspension des germes microbiens nébulisés sous forme de gouttelettes invisibles. Nous rappellerons notamment les résultats obtenus sur la transmission du paratyphique chez la souris et celle du choléra des poules [([1]) et ([2])].

Le présent travail concerne la transmission expérimentale de la grippe au furet exposé à un air tenant en suspension des doses infinitésimales de virus grippal.

Le mode opératoire, le même que celui qui a été décrit (*loc. cit.*), a consisté à nébuliser quelques centigrammes de virus grippal dans un récipient de 40^{l}, dans lequel sont placés les animaux. Nous avons utilisé dans ce but l'émulsion d'une souche française de virus grippal préparé par les auteurs anglais Andrewes, Lahdlaw, Wilson Schmit ([3]), les auteurs américains Stuart-Harris, Thomas Francis ([4]) et récemment par Dujarric de la Rivière et Chevé ([5]). Rappelons qu'il consiste essentiellement à faire une émulsion

([1]) *Comptes rendus*, **173**, 1921, p. 109.
([2]) *Comptes rendus*, **192**, 1931, p. 1598.
([3]) *The Lancet*, **228**, 20 octobre 1934, p. 589.
([4]) *Journ. of Exp. Pathology*, **16**, 1935, p. 275 et 506.
([5]) *Ann. de l'Institut Pasteur*, **59**, 1937, p. 445.

d'un broyage, dans l'eau physiologique, de poumons desséchés de furets atteints de grippe.

Les animaux, avant usage, étaient mis en observation de façon à éliminer ceux qui présentaient une température anormale, ce qui est fréquent.

La durée de l'inhalation de l'air grippal a varié de dix minutes à une heure, après quoi les furets expérimentés dont on prenait deux fois par jour la température, étaient soumis aux observations cliniques. La partie I du tableau indique, à titre d'exemple, les résultats obtenus sur deux furets; ils concordent bien avec ceux observés et décrits par Dujarric de la Rivière et Chevé.

Transmission de la grippe par voie oculaire. — On sait que la muqueuse oculaire baignée par le liquide lacrymal offre un excellent terrain de culture pour l'ensemencement de l'organisme. Nous avons cherché à transmettre la grippe par une simple exposition des yeux du furet à un air grippal.

Le procédé a consisté à ne laisser exposés à l'air que les yeux de l'animal, tandis que celui-ci, grâce à un dispositif spécial, respirait l'air normal pris à l'extérieur de la cage. Dans ces essais, la durée de l'inhalation a varié de 5 à 10 minutes.

La partie II du tableau résume les résultats des essais obtenus sur la transmission de la grippe par voie oculaire.

	Température initiale des furets.	Température maxima après 2 ou 3 jours.	Durée de l'inhalation.	Dilution en volume du vinus en émulsion.
	°	°	min	
I. Inhalation	38,5	39,6	15	1/ 5000000°
	38,6	39,5	60	1/10000000
II. Voie oculaire	38,6	39,5	5	1/ 5000000
	38,5	39,6	10	1/ 5000000

Observations. — Tous les furets ont présenté le V grippal très net. En outre : éternuements fréquents, toux, abattement, larmoiement, écoulement nasal.

Contrôle expérimental. — En suivant la méthode indiquée par les deux auteurs cités, nous avons pu mettre en évidence, dans le sang des furets grippés par voie aérienne, la présence d'anticorps ayant une action neutralisante sur le virus grippal frais. Des souris instillées, par voie nasale, par le mélange virus + sérum neutralisant, en proportion de 10 pour 100, ne sont pas ou peu contagionnées, ne présentant à l'autopsie que de légères lésions pulmonaires, tandis que dans le cas du virus grippal seul, elles meurent en partie ou présentent des lésions graves. En voici un exemple :

a. 3 souris instillées avec virus grippal : 2 décès; la souris vivante autopsiée présente de graves lésions pulmonaires, hépatisation partielle ou totale.

b. 3 souris instillées avec virus grippal + sérum neutralisant : aucun décès; les souris autopsiées ne présentent que de légères lésions.

On a déjà observé que la grippe se transmettait directement de furet à furet. Les résultats obtenus ici prouvent que le virus grippal, préparé d'après la méthode des auteurs cités, conserve son activité et que, mis en suspension dans l'air à des doses extraordinairement faibles, il est capable de transmettre la maladie, soit par voie pulmonaire, soit par voie oculaire.

A 15h50m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h20m.

A. Lx.